

SU 8010159-10237

INIS-mf--6295

АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

**ТРУДЫ**  
**ШЕСТОГО ВСЕСОЮЗНОГО**  
**СОВЕЩАНИЯ**  
**ПО УСКОРИТЕЛЯМ**  
**ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**

ДУБНА, 11-13 ОКТЯБРЯ 1978 ГОДА

Том II

ДУБНА 1979

Шестое Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц проводилось в г. Дубне /СССР/ с 11 по 13 октября 1978 года.

В работе Совещания приняло участие около 400 советских и зарубежных специалистов. В Трудах совещания представлены доклады по проектам новых крупных ускорителей, ускорителям тяжелых ионов, встречным пучкам, новым методам ускорения, по динамике пучков ускоряемых частиц, а также по различным системам и элементам ускорителей. Отражены тенденции развития ускорителей.

Организаторы совещания:

Академия наук СССР,

Государственный комитет по использованию  
атомной энергии СССР,

Объединенный институт ядерных исследований.

Ответственный редактор А.А.Васильев.

От редактора

Шестое Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц, организованное Академией наук СССР, Государственным комитетом по использованию атомной энергии СССР и Объединенным институтом ядерных исследований, прошло в Дубне с 11 по 13 октября 1978 года.

В Труды У1 Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц включено 154 доклада специалистов из различных научно-исследовательских организаций. В сборник не вошли доклады, представленные в редколлегию позже установленного срока.

Материалы сессий AI-VIV, помещенные в Трудах, освещают тенденции развития ускорительной техники, проекты крупных ускорителей, вопросы создания ускорителей тяжелых ионов, установок со встречными пучками, высоко-точных протонных ускорителей. Большое число докладов посвящено новым методам ускорения, ускорителям для прикладных исследований, радиотехническим и радиоэлектронным системам ускорителей, проблемам эффективности использования ускорителей, магнитным системам, включая сверхпроводящие, вопросам динамики частиц в ускорителях.

Редколлегия надеется, что Труды У1 Всесоюзного совещания будут полезны специалистам в различных областях ускорительной техники.

А.А. ВАСИЛЬЕВ

## О Г Л А В Л Е Н И Е

	Стр.
СЕССИЯ Б-III. НОВЫЕ МЕТОДЫ УСКОРЕНИЯ	
СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ РАБОТ ПО КОЛЛЕКТИВНЫМ МЕТОДАМ УСКОРЕНИЯ	
В.П.Саранцев . . . . .	3
PUSTAREX, THE ELECTRON RING ACCELERATOR EXPERIMENT AT GARCHING	
C.Andelfinger, W.Herrmann, D.Jacobi, H.-V.Schilling, U.Schumacher, M.Ulrich . . . . .	12
СИСТЕМА МНОГООБОРОТНОЙ ИНЖЕКЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В МОДЕЛЬ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОГО УСКОРИТЕЛЬНОГО ТРАКТА ЭЛЕКТРОННО-ИОННЫХ КОЛЕЦ	
А.А.Дроздовский, С.В.Мартынов, В.К.Плотников, Н.Я.Попова, Е.Л.Термен, С.Б.Угаров . . . . .	18
О НЕАДИАБАТИЧНОСТИ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ КОЛЕЦ	
А.А.Дроздовский . . . . .	22
ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО УСКОРЕНИЮ ИОНОВ АЗОТА В ПРОТОТИПЕ КОЛЛЕКТИВНОГО УСКОРИТЕЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ОИЯИ	
Г.В.Долбилов, В.И.Мионов, В.Г.Новиков, Э.А.Перельштейн, Г.К.Радонов, В.П.Саранцев, А.П.Сумбаев, С.И.Тютюнников, В.П.Фартушный, А.А.Фатеев, А.С.Щеулин . . . . .	26
ГЕНЕРАЦИЯ БЫСТРЫХ ПРОТОНОВ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ГАЗ СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С КРУТЫМ ФРОНТОМ ИМПУЛЬСА ТОКА	
А.А.Коломенский, В.М.Лихачев, И.В.Синильщикова, О.А.Смит . . . . .	31
КОЛЛЕКТИВНОЕ УСКОРЕНИЕ ИОНОВ В СИСТЕМЕ С ИЗОЛИРОВАННЫМ АНОДОМ	
В.М.Быстрицкий, А.Н.Диденко, Я.Е.Красик, В.С.Лопатин, В.И.Подкатов . . . . .	35
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С БОЛЬШИМ $\gamma$ С ПЛОТНОЙ ПЛАЗМОЙ	
А.К.Березин, И.А.Гришаев, В.П.Зейдлиц, В.А.Киселев, Б.Г.Сафронов, Я.Б.Файнберг, Г.Л.Фурсов . . . . .	39
К ТЕОРИИ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ ЦИКЛОТРОННОЙ ВОЛНОЙ В ПРЯМОЛИНЕЙНОМ РЭП	
К.В.Ходатаев . . . . .	43

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА УСКОРЕНИЯ ИОНОВ НЕЛИНЕЙНОЙ ЦИКЛОТРОННО-ФОКУСИРОВОЧНОЙ ВОЛНОЙ	
Ю.В.Рудяк, К.В.Ходатаев . . . . .	47
ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ СТАДИИ ЦИКЛОТРОННО-ФОКУСИРОВОЧНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ	
Н.Е.Розанов, К.В.Ходатаев . . . . .	51
АДГЕЗАТОР /3/ МОДЕЛИ КОЛЛЕКТИВНОГО УСКОРИТЕЛЯ. РАБОТЫ ПО ЗАПУСКУ И ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО КОМПРЕССИИ ЭЛЕКТРОННОГО КОЛЬЦА	
В.А.Буланов, Э.В.Волковьский, И.Габанец, В.М.Жабицкий, Г.А.Иванов, И.Н.Иванов, А.К.Каминский, А.М.Каминская, В.В.Косухин, В.Б.Разин, В.П.Рашевский, А.А.Рашевская, В.П.Саранцев, Л.В.Светов, А.П.Сергеев, А.Д.Степанов . . . . .	54
СЕССИЯ Б- IV. НОВЫЕ МЕТОДЫ УСКОРЕНИЯ /продолжение/	
СИЛЬНОТОЧНЫЕ УСКОРИТЕЛИ ЭЛЕКТРОНОВ И ИОНОВ	
А.Н.Диденко . . . . .	61
ИССЛЕДОВАНИЯ НА ИМПУЛЬСНОМ СИЛЬНОТОЧНОМ УСКОРИТЕЛЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ "КАЛЬМАР"	
Б.А.Демидов, М.В.Ивкин, В.А.Петров . . . . .	67
КВАЗИНЕПРЕРЫВНОЕ УСКОРЕНИЕ КИЛОАМПЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ДИСКОВЫМ РЕЗОНАТОРОМ	
Ф.А.Водопьянов . . . . .	71
СИЛЬНОТОЧНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ С ВОДЯНЫМ НАКОПИТЕЛЕМ	
А.И.Арбузов, В.И.Быстрицкий, Я.Е.Красик, В.С.Лопатин, Ю.П.Усов, В.Г.Толмачева, С.А.Чистяков . . . . .	75
ФОРМИРОВАНИЕ КОМПЕНСИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОННОГО КОЛЬЦА ПРИ ИНЪЕКЦИИ СИЛЬНОТОЧНОГО РЭП В ПОСТОЯННОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ	
А.Н.Диденко, А.В.Петров, А.И.Рябчиков, В.А.Тузov . . . . .	78
РАДИАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО КОЛЬЦЕВОГО СГУСТКА И СИЛА РАДИАЦИОННОГО ТОРМОЖЕНИЯ, ДЕЙСТВУЮЩАЯ НА НЕГО ПРИ ДВИЖЕНИИ В УСКОРИТЕЛЬНОМ ТРАКТЕ С РАЗРЫВАМИ ВОЛНОВОДОВ	
А.Ш.Иркегулов, Э.И.Уразаков, А.Б.Швачка . . . . .	82
О ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ УСКОРЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ В РЕЗОНАТОРНОЙ СТРУКТУРЕ, НАГРУЖЕННОЙ СИЛЬНОТОЧНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ ТРУБЧАТОЙ ФОРМЫ	
А.И.Дзергач, В.А.Краснопольский . . . . .	86

## СЕССИЯ Б-V. ИОННЫЕ ИСТОЧНИКИ И УСКОРИТЕЛИ ПРЯМОГО ДЕЙСТВИЯ

## ЛАЗЕРНЫЕ ИСТОЧНИКИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Ю.А.Быковский . . . . . 93

## ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ИСТОЧНИК МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

В.Г.Абдульманов, В.Л.Ауслендер, Ю.М.Колокольников,  
А.Т.Попов, О.Я.Савченко . . . . . 98О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ПЕРЕЗАРЯДНЫМ МЕТОДОМ ИНТЕНСИВНОГО  
ПУЧКА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПО ЯДЕРНОМУ СПИНУ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ  
ИОНОВ ВОДОРОДА

В.Г.Шамовский, Ю.М.Шатунов . . . . . 102

СПЕКТРОМЕТРИЯ И ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ УСКОРЕННОГО ПУЧКА ПРОТОНОВ  
ПО ВТОРИЧНОМУ ЭЛЕКТРОННОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

А.М.Трость . . . . . 105

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СВЧ-СИСТЕМ  
В УСКОРИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКЕ

А.Н.Диденко, Л.М.Севрюкова . . . . . 109

## ИЗМЕРЕНИЕ ДОБРОТНОСТИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ РЕЗОНАТОРОВ ИЗ НИОБИЯ

В.В.Андросов, В.М.Светлов, И.С.Щедрин . . . . . 112

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ КОНСТРУКЦИЙ  
СЛОЖНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

К.А.Резвых, В.А.Романов . . . . . 116

## СИЛЬНОТОЧНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЭНЕРГИЮ 300 КЭВ

Е.А.Абрамян, Х.Ф.Баракаев, В.Л.Гершенкрой, А.А.Курков,  
С.А.Пашков, В.Е.Яковлев . . . . . 120ПОЛУЧЕНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ  
АВТОЗМИССИОННЫМ СПОСОБОМ

Б.И.Иванов, В.А.Мирошниченко, В.П.Прищепов, Ю.А.Грибанов . . . . . 125

СЕССИЯ Б- VI. ПРОБЛЕМЫ ЭФФЕКТИВНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ  
ДЛЯ ФИЗИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА: МИШЕНИ И ТРАНСПОРТИРОВКА  
ПУЧКОВРАБОТА ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА ИФВЭ С ИНТЕНСИВНОСТЬЮ  
НА УРОВНЕ  $4,5 \cdot 10^{12}$  ПРОТОНОВ В ЦИКЛЕЮ.М.Адо, А.С.Гуревич, А.Д.Ермолаев, А.А.Журавлев,  
А.А.Кардаш, К.П.Ломов, Э.А.Мяз, А.Г.Невский, М.Ф.Овчинников,  
Л.М.Попиненкова, Е.Ф.Троянов . . . . . 131

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО ПОВЫШЕНИЮ ИНТЕНСИВНОСТИ УСКОРЯЕМЫХ ПУЧКОВ В СИНХРОФАЗОТРОНЕ ОИЯИ И ИХ АНАЛИЗ	
Ю.Д.Безногих, А.Г.Бонч-Эсмоловский, М.А.Воеводин, Л.П.Зиновьев, В.А.Мончинский, В.А.Попов, И.Н.Семенюшкин, А.П.Царенков . . . . .	136
ВТОРОЙ КАНАЛ МЕДЛЕННОГО ВЫВОДА ПУЧКА ИЗ СИНХРОФАЗОТРОНА ОИЯИ ДЛЯ ЭНЕРГИЙ 200-400 МЭВ/НУКЛОН	
В.Н.Булдаковский, В.И.Волков, Л.П.Зиновьев, И.Б.Иссинский, А.Д.Кириллов, В.И.Котов, Р.Т.Малашкевич, С.А.Нежданова, С.А.Новиков, Б.Д.Омельченко, А.Д.Рогаль, И.Н.Семенюшкин . . . . .	140
НОВЫЕ ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА ИНЖЕКЦИОННОГО КОМПЛЕКСА СИНХРОФАЗОТРОНА ОИЯИ	
Ю.Д.Безногих, М.А.Воеводин, Л.П.Зиновьев, А.Д.Коваленко . . . . .	143
ОСУЩЕСТВЛЕНИЕ РЕЖИМА ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОГО ПИТАНИЯ ОБМОТОК ЭЛЕКТРОМАГНИТА ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА ИФВЭ	
В.П.Даньшин, В.И.Демянчук, А.А.Журавлев, А.А.Кардаш, Э.А.Ияз, Э.В.Поляков, О.Н.Радин, Е.Ф.Троянов . . . . .	147
ЭКСПЕГИМЕНТЫ ПО ОДНОВРЕМЕННОМУ ВЫВОДУ ВТОРИЧНЫХ ПУЧКОВ НА ЕРЕВАНСКОМ СИНХРОТРОНЕ	
А.И.Барышев, Н.А.Запольский, В.И.Коваленко, А.А.Маркарьян, В.Т.Наринян, В.Ц.Никогосян, К.А.Садоян, Х.А.Симонян, А.Р.Туманян, А.А.Хачикян . . . . .	150
СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ НА УСКОРИТЕЛЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ	
И.А.Гришаев, Б.И.Шраменко . . . . .	154
О ФОРМИРОВАНИИ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ НЕЙТРИННЫХ ПУЧКОВ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ	
В.И.Гаркуша, В.П.Карташев, В.И.Котов, Р.А.Рзаев, В.Л.Рыков, В.П.Сахаров . . . . .	162
ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ МОНОХРОМАТИЗИРОВАННЫХ ПУЧКОВ НЕЙТРИНО С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПАРАБОЛИЧЕСКИХ ЛИНЗ	
В.И.Котов, Р.А.Рзаев . . . . .	167
ЛИТИЕВЫЕ ЛИНЗЫ ДЛЯ ФОКУСИРОВКИ ВТОРИЧНЫХ ПУЧКОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ	
Б.Ф.Баянов, Т.А.Всеволожская, Г.И.Сильвестров . . . . .	171
ОПТИМИЗАЦИЯ ТРАКТОВ ПУЧКОВ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО	
Н.К.Абросимов, В.А.Волченков, Г.А.Рябов . . . . .	175
РАЗДЕЛЕНИЕ ПО МАССАМ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ С ЭНЕРГИЕЙ ~ 10 ТЭВ ЛАЗЕРНЫМИ ПОЛЯМИ	
Г.А.Нагорский . . . . .	178

СИСТЕМА ПОЛУЧЕНИЯ ПУЧКОВ ПОЗИТРОНОВ И КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ФОТОНОВ ОТ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ НА ЛЕТУ НА ЛУЭ ИЛИ АН СССР Л.З.Джилавян . . . . .	182
СИСТЕМА ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО РАССЕЯНИЮ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЯДРАХ А.В.Батюнин, Б.С.Долбилкин, Р.Л.Кондратьев, В.П.Лисин . . . . .	186
СЕССИЯ В- I . СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ	
СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ - НАСТОЯЩЕЕ И БУДУЩЕЕ	
С.П.Капица . . . . .	193
ВПРОСЫ ТЕОРИИ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ОНДУЛЯТОРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	
Е.Г.Бессонов . . . . .	203
СПЕЦИАЛИЗИРОВАННЫЙ НАКОПИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЭНЕРГИЮ 2,5 ГЭВ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ПУЧКОВ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЕРЕВАНСКОГО ФИЗИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА	
А.Ц.Аматуни, И.П.Карабеков, К.М.Карапетян, Р.К.Костанян, А.М.Коцинян, Г.В.Мартиросян, М.А.Мартиросян, Г.Г.Оганесян, Д.Л.Егикян, С.Л.Аракелян . . . . .	211
ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ОНДУЛЯТОРАХ С БОЛЬШИМИ ПОЛЯМИ	
Д.Ф.Алферов, Ю.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов . . . . .	216
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ОНДУЛЯТОРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СИНХРОТРОНЕ "ПАХРА"	
Д.Ф.Алферов, Ю.А.Башмаков, К.А.Беловинцев, Е.Г.Бессонов, П.А.Черенков, А.М.Лившиц, В.В.Михайлин . . . . .	221
ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ОПТИМИЗАЦИИ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ И "ЛАЗЕРНЫЙ" ГАММА-ПУЧОК В УСКОРИТЕЛЕ С-60	
З.Л.Артемьева, Е.М.Мороз, В.А.Мурашова, Г.С.Пашенко, Т.И.Сырейщикова, К.Н.Шорин, М.Н.Якименко . . . . .	225
РАБОТЫ С СИНХРОТРОННЫМ И ОНДУЛЯТОРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ НА СИНХРОТРОНЕ СИРИУС	
А.Н.Диденко, А.В.Кожевников, А.Ф.Медведев, М.М.Никитин, А.А.Скрипников, Н.А.Тимченко . . . . .	229
О ПРЕДЕЛЬНОЙ МОЩНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО КЛИСТРОНА	
Н.А.Винокуров, А.Н.Скринский . . . . .	233
СЕССИЯ В- II . ДИНАМИКА ЧАСТИЦ В УСКОРИТЕЛЯХ И НАКОПИТЕЛЯХ	
О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В УСКОРИТЕЛЯХ И НАКОПИТЕЛЯХ	
Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко . . . . .	239



ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ПУЧКОМ НА ПЛАТО ПОЛЯ 386 Э	
Ю.М.Адо, В.Л.Брук, А.С.Гуревич, К.П.Ломов, Н.Г.Мамучашвили, Э.А.Мяэ, Е.Ф.Троянов . . . . .	247
КОРРЕКЦИЯ РЕЗОНАНСА СВЯЗИ $Q_r=Q_z$ НА ПРОТОННОМ СИНХРОТРОНЕ ИФВЭ	
А.С.Гуревич, А.И.Дрождин, А.А.Кардаш, Э.А.Мяэ, К.П.Мызников, Е.Ф.Троянов, Ю.С.Федотов . . . . .	253
ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ В СИНХРОТРОНЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВОЗМУЩАЮЩЕГО ВЫСОКОЧАСТОТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ	
В.Ц.Никогосян, Х.А.Симонян, А.Р.Туманян . . . . .	256
ДВИЖЕНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ СГУСТКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЗАВОРАЧИВАЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ	
Л.А.Рогинский . . . . .	260
ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ МУЛЬТИЗАРЯДНОГО ПУЧКА ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ	
Б.И.Бондарев, А.П.Дуркин, Б.П.Мурин . . . . .	264
СВЕРХПРОВОДЯЩАЯ "ЗМЕЙКА" ДЛЯ НАКОПИТЕЛЯ ВЗПП-3 И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ	
Л.М.Барков, В.Б.Барышев, Г.Н.Кулипанов, Н.А.Мезенцев, В.Ф.Линдюрин, А.Н.Скринский, В.М.Хорев, М.А.Шеромов . . . . .	267
ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ БОЛЬШИХ ПРОТОННЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ДЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЛИНЕЙНОЙ УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ	
Е.А.Переведенцев, А.Н.Скринский . . . . .	272
ВЛИЯНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС БЕТАТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ	
Н.Ю.Казаринов, В.Ф.Шевцов . . . . .	277
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ СГУСТКОВ В ОБЪЕМНЫХ РЕЗОНАТОРАХ	
Л.Г.Ломизе, Н.Н.Свешникова . . . . .	281
РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА В НАКОПИТЕЛЯХ СО СВЯЗЬЮ КОЛЕБАНИЙ	
В.Н.Литвиненко, Е.А.Переведенцев . . . . .	285
НОВАЯ ФОРМА КОЭФФИЦИЕНТОВ ЛИНЕЙНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДИПОЛЬНЫМ И КВАДРУПОЛЬНЫМ МАГНИТАМИ	
Н.И.Тарантин . . . . .	289
МЕТОД ОГИБАЮЩИХ ДЛЯ РАСЧЕТА ТРАНСПОРТИРУЮЩИХ КАНАЛОВ	
Е.В.Шпак, Л.П.Иванова . . . . .	293
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ПРОТОНОВ С ФАЗОПЕРЕМЕННОЙ ФОКУСИРОВКОЙ	
В.А.Лейтан, А.С.Рошаль, В.Б.Бавин . . . . .	297

## СЕССИЯ В- III . УСКОРИТЕЛИ ДЛЯ ПРИКЛАДНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ  
ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ РАДИАЦИОННОЙ ТЕХНИКИ

Ю.П.Вахрушин, В.А.Глухих, М.П.Свиньин . . . . . 301

РАБОТЫ ИЯФ СО АН СССР ПО СОЗДАНИЮ ЭЛЕКТРОННЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ  
ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В НАРОДНОМ ХОЗЯЙСТВЕ

В.Л.Ауслендер, Р.А.Салимов . . . . . 307

ИНДУКЦИОННЫЕ УСКОРИТЕЛИ ТОМСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА,  
ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В ПРОМЫШЛЕННОСТИ, МЕДИЦИНЕ И ПРИКЛАДНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЯХО.Ф.Булаев, В.И.Горбунов, В.А.Москалев, В.Л.Чахлов,  
М.М.Штейн . . . . . 310ОСОБЕННОСТИ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В НАРОДНОМ ХОЗЯЙСТВЕ  
ИНДУКЦИОННЫХ ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ С ПОСТОЯННЫМ ВЕДУЩИМ  
ПОЛЕМ

В.Н.Канунников . . . . . 315

ЗАПУСК И ИССЛЕДОВАНИЕ ЦИКЛИЧЕСКОГО ИНДУКЦИОННОГО УСКОРИТЕЛЯ  
С ПОСТОЯННЫМ ВЕДУЩИМ ПОЛЕМ

В.Н.Канунников, П.С.Михалев, Н.Ф.Симухин, В.Л.Чахлов . . . . . 319

РАЗРАБОТКА, ИССЛЕДОВАНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ  
МИКРОТРОНОВ

В.П.Степанчук . . . . . 323

## ТРАНСПОРТАБЕЛЬНЫЙ МИКРОТРОН ДЛЯ ДЕФЕКТОСКОПИИ

Ю.А.Балаев, В.И.Голубев, В.П.Степанчук . . . . . 326

## ПРОЕКТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ РАДИОИЗОТОПНОГО ЦИКЛОТРОНА РИЦ

П.В.Богданов, Ю.П.Вахрушин, М.Ф.Ворогушин, А.Н.Галаев,  
А.В.Гальчук, В.А.Глухих, О.А.Гусев, М.С.Давыдов, В.В.Иванов,  
Б.Г.Карасев, И.Ф.Мальшев, В.Г.Мудролюбов, Ю.А.Мясников,  
А.В.Степанов, Ю.И.Стогов, А.А.Соламес, М.М.Суворов,  
Г.Ф.Чураков, Н.Н.Краснов, А.А.Огнев . . . . . 330КОМПЛЕКСНОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ УСКОРИТЕЛЕЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ  
ДЛЯ АНАЛИЗА СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАТЕРИАЛОВА.Н.Диденко, Б.И.Кузнецов, Л.М.Севрюкова, Г.И.Тронов, А.Л.Шипилов,  
А.А.Ятис, В.М.Заводчиков . . . . . 334К ВОПРОСУ О НАДЕЖНОСТИ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ДЛЯ  
ПРОМЫШЛЕННОГО ПРИМЕНЕНИЯ

Б.И.Альбертинский, М.П.Свиньин, С.Г.Цепакин . . . . . 338

## МАЛОГАБАРИТНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦИКЛОТРОН

А.А.Арзуманов, А.М.Воронин, В.И.Герасимов, М.С.Горьковец,  
Д.Д.Громов, В.П.Завезионов, В.Г.Круглов . . . . . 342

## СЕССИЯ В- IV. ПРОЕКТЫ НОВЫХ КРУПНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ /продолжение/

## УСКОРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

А.М.Балдин, Ю.Д.Безногих, Б.В.Василишин, Ю.Н.Денисов, Л.П.Зиновьев, И.Б.Иссинский, А.Д.Кириллов, И.Ф.Колпаков, М.М.Комочков, Е.М.Кулакова, Л.Г.Макаров, А.И.Михайлов, В.А.Михайлов, И.Н.Семенюшкин, М.Совински, В.И.Цовбун, В.И.Черников, Е.В.Черных, И.А.Шелаев, А.А.Васильев, В.Г.Антоненко, Н.И.Веников, В.М.Галицкий, Э.П.Горюнов, Б.М.Гутнер, В.Б.Залманзон, В.И.Каменский, А.А.Оглоблин, А.А.Прокопьев, В.А.Тарабанько, И.Г.Уманский, Л.И.Юдин, В.Е.Ярош, В.П.Белов, В.А.Глухих, О.А.Гусев, А.П.Лебедев, Н.А.Моносзон, В.П.Надгорный, Г.Л.Саксаганский, В.А.Титов, В.Д.Федоров, И.А.Шукейло, Г.И.Бацких, Б.И.Бондарев, В.М.Галкин, В.В.Елян, В.Н.Капалин, А.А.Кузьмин, В.В.Кушин, Б.П.Мурин, В.М.Пироженко, П.А.Федотов . . . . .	347
---	-----

## THE USE OF HEAVY IONS FOR INERTIAL CONFINEMENT FUSION

Ronald L. Martin . . . . .	354
----------------------------	-----

## НАКОПИТЕЛЬНОЕ КОЛЬЦО ВЭПП-4

И.Я.Протопопов . . . . .	363
--------------------------	-----

ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИЙ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТОВ  
СИНХРОТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Н.А.Моносзон . . . . .	368
------------------------	-----

## Заключительное слово председателя Оргкомитета

У1 Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц т. Васильева А.А. . . . .	378
--	-----

## Список участников У1 Всесоюзного совещания

по ускорителям заряженных частиц . . . . .	383
--	-----

## **НОВЫЕ МЕТОДЫ УСКОРЕНИЯ**

**Председатель: В.П.Саращев**

**Секретарь: Б.Г.Щинов**

## СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ РАБОТ ПО КОЛЛЕКТИВНЫМ МЕТОДАМ УСКОРЕНИЯ

В.П.Саранцев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Последние годы, особенно после получения сильноточных ионных пучков, появилось новое направление исследований с целью использования собственных полей — получение и ускорение ионов. Я не буду подробно касаться всех направлений исследований по коллективным методам ускорения, а остановлюсь только на новых результатах, полученных в последние 2 года. Это в основном будет касаться ускорителей с электронными кольцами, ускорения ионов в прямых электронных пучках, а также проблем получения и ускорения сильноточных ионных пучков.

### I. Ускорители с электронными кольцами

Усилия исследователей были направлены на создание и запуск установок, которые получили название прототипов ускорителей. Такое название соответствует установкам, которые по своим параметрам могут рассматриваться как ускорители для ядерной физики и в то же время степень проработки отдельных узлов не позволяет назвать их действующими установками. Таких установок создавалось три — ОИЯИ (Дубна), Гаршинг (ФРГ), Университет Мериленд (США). Наиболее значительные результаты были получены в Дубне, где на прототипе ускорителя были ускорены различные ионы до энергий  $\sim 2$  МэВ/нуклон. При этом интенсивность легких ионов составила  $6 \cdot 10^{11}$ , а тяжелых  $2 \cdot 10^{11}$  в одном цикле ускорения. Большой интерес представляет экспериментально продемонстрированная динамика ускорения ионов в коллективном ускорителе (рис.1).

На рис. 1 представлена зависимость выхода активности облученной мишени из дейтерия в зависимости от числа ионов в электронном кольце. При малых нагрузках ионами электронное кольцо получает ускорения от внешнего поля, превышающие предельно допустимые с точки зрения удержания ионов. При этом удержание ионов в кольце отсутствует. При больших нагрузках ионов ионы удерживаются, процесс ускорения протекает нормально. Выход реакции падает по мере увеличения загрузки электронного кольца ионами в соответствии с изменением энергии ионов и, наконец, прекращается после прохождения порога реакции, соответствующей 0,5 МэВ/нуклон.

Ускоритель с электронными кольцами "Дустарекс", сооружаемый в Институте физики плазмы в Гаршинге, представляет из себя комбинацию двух предыдущих экспериментальных установок. Одна из них — адгезатор "классического" типа, эксперименты на ней велись в Карлсруэ, вторая — так называемый компрессор "Щуко" — установка института в Гаршинге. "Дустарекс" (общий вид его представлен на рис.2) — ускоритель с электронными кольцами, в котором процесс компрессии кольца сопровождается его одновременным выводом в ускоряющую систему. Непосредственно перед ускоряющей системой расположена так называемая камера оживления, в которой кольцо удерживается внешней ямой в стационарном состоянии в течение времени, необходимого для захвата и ионизации небольшого числа ионов. Проектируемые параметры установки: число электронов в кольце  $5 \cdot 10^{12}$ , размеры кольца после компрессии  $R = 2,7$  см,  $a = 0,3$  см (большой и малый радиус), энергия легких ионов 5 МэВ/нукл., тяжелых 2 МэВ/нукл.).

Предполагаемая конструкция камеры – стеклянный баллон специальной формы, покрытый изнутри слоем золота, с внутренней стороны электронное кольцо экранируется системой типа "белчье колесо".

Ускоряющая система представляет из себя соленоид с градиентным магнитным полем, причем ведущее магнитное поле предполагается сделать сверхпроводящим.

В настоящее время "Пустарек" находится в процессе комплексной наладки; инжектируемый электронный ток порядка 200 А.

Радиус инъекции 19 см. Инжекция, в отличие от всех предыдущих установок, осуществляется снизу.

Ряд технических трудностей, в частности, недостаточная прочность проводящего слоя по отношению к нагреву токами Фуко заставили экспериментаторов работать в настоящее время с камерой из эпоксиды без проводящего слоя. Поэтому основным элементом уменьшения величины импеданса является "белчье колесо". В результате в настоящее время электронное кольцо доводится до "комнаты ожидания" с числом частиц  $3 \cdot 10^{12}$  и основная программа группы "Пустарек" на ближайшее будущее – исследование способов экранирования кольца с целью получения после компрессии  $6 \cdot 10^{12}$  электронов в кольце. Вы услышите подробный доклад об этой установке.

В установках КУТИ (ОИЯИ) и "Пустарек" (ФРГ) для компрессии электронного кольца используются импульсные магнитные поля. В отличие от этих двух направлений группа физиков Университета в Мериленде экспериментирует с адгезатором, в котором компрессия электронного кольца осуществляется в статистическое магнитное поле (UMERA). Общая схема этой установки приведена на рис.3. Принципиальным процессом для этой установки является процесс торможения и останова электронного кольца. Именно эти вопросы исследовались.

В установке UMERA электроны получают вращательную энергию за счет прохождения каспа магнитного поля, создаваемого железной пластиной. Из самых общих законов сохранения были рассчитаны возможности образования таким образом  $E$  – слоев конечной длины, что в конечном итоге определяет перспективность этого метода с точки зрения набора энергии на единицу длины ускорителя. Для длины цилиндра, равной одному сантиметру, число частиц  $N_e = 1.3 \cdot 10^{13}$ . При этом величина поля получается 9,2 МэВ/метр. Современные параметры кольца после остановки еще далеки от ожидаемых. Число электронов  $N_e = (1+4)10^{12}$ ,  $R = 5,5$  см,  $\Delta R = 1$  см,  $\Delta z = 10+20$  см. Это дает ускоряющую силу  $\sim 0,5$  МэВ/м. Дальнейшие усилия этой группы будут направлены на улучшение параметров электронного кольца после его останова

## II. Ускорение ионов в интенсивных релятивистских электронных пучках (ИРЭП)

Следует сказать, что за последние годы в этом направлении исследований коллективного метода ускорения произошли существенные сдвиги – произошел переход к установкам с управляемым движением фронта ионизации.

Наиболее перспективными работами в этом направлении являются эксперименты, проводимые в лаборатории Сандии (США). В этой лаборатории вводится в действие установка, на которой планируется продемонстрировать управление распространением фронта ИРЭП при помощи предварительной ионизации вдоль тракта ускорения светом лазера.

Современная ситуация: 20кА электронного тока с энергией 600 кэВ длительностью 10 нс инжектируются в дрейфовую камеру, наполненную газом. При этом наблюдается образование потенциальной ямы и ускорение ионов.

Подготовлена система лазеров, дающих мощность  $P \sim 5 \cdot 10^6$  Вт на длительности  $\sim 1$  нс, и произведена синхронизация системы лазеров вдоль тракта ускорения (требуемая точность синхронизации  $\sim 0,01$  нс). Лаборатория приступает к экспериментам по управлению движением фронта пучка с помощью лазеров. Получены первые результаты по формированию фронта ионизации требуемой конфигурации. Новые и обнадеживающие результаты экспериментов получены по прохождению ИРЭИ через диэлектрический канал.

Транспортировка СРЭИ в диэлектрических трубках представляет большой самостоятельный интерес.

Эксперименты проводились в ФИАН (СССР) и лабораториях США при энергиях электронного пучка 70 кэВ + 1,5 МэВ и токе 10+70 кА. Применялись трубки из различных органических и неорганических материалов длиной 5–40 см с внутренним диаметром 20–100 мм. Физическая картина явления вкратце сводится к следующему. На входе в канал электронный пучок под действием сил пространственного заряда рассыпается, стенки канала заряжаются и в результате поверхностного пробоя образуется слой плазмы. Поле электронного пучка вытягивает из этого слоя ионы, ускоряя их в радиальном направлении, и при достижении силовой компенсации электронный пучок перестает рассыпаться. На следующих по ходу движения участках картина примерно повторяется. Эффективность транспортировки в диэлектрическом канале оказывается достаточно хорошей, тогда как в металлическом канале длиной 10 см пучок теряется практически весь. При этом транспортируемый в диэлектрике ток составлял около 15 кА, что по крайней мере в несколько раз превышает предельный ток пучка для канала с металлическими стенками.

Прохождение электронного пучка сопровождается движением значительного количества ( $10^{12} + 10^{13}$ ) ионов в аксиальном направлении, причем энергия этих ионов оказывается приблизительно равной энергии электронов. Однако были получены ускоренные протоны до энергии в 10 раз превосходящей максимальную энергию электронов. Энергия ионов возрастала с длиной камеры и была пропорциональна инжектируемому току. Были предприняты попытки управлять скоростью этого фронта за счет изменения формы импульса электронного тока, геометрии волновода и свойств диэлектрических покрытий. При этом темп, в котором заряд и энергия электронного пучка передаются стенкам волновода (на единицу поверхности), должен определять темп образования ионов. Отсюда можно качественно заключить, что скорость фронта пучка прямо пропорциональна электронному току на фронте и обратно пропорциональна радиусу волновода (для постоянного инжектируемого тока). Эти представления могут объяснить данные эксперимента, показывающие, что энергия коллективно ускоренных ионов растет с длиной диэлектрического волновода, а также то, что темп ускорения возрастает в случае конического волновода.

Важно отметить, что на основании предложенной модели распространения СРЭИ, опирающейся на расчет равновесных состояний СРЭИ в диэлектрической трубе при наличии поверхностного плазменного слоя, можно сделать вывод о возможности транспортировки очень больших электронных токов, определяемых только допусками на точность обработки поверхности и однородность материала. В рамках этой модели радиус канала оказывается свободным параметром, так что диэлектрический канал при соответствующем выборе его формы может быть использован для получения острой фокусировки СРЭИ.

В заключение нужно подчеркнуть, что исследования по ускорению ионов при прохождении СРЭП через вакуумные каналы с диэлектрическими стенками по существу только начинаются. Можно воспользоваться некоторой аналогией с исследованиями по ускорению ионов из газа при прохождении СРЭП, имеющими свою историю. На основании этой аналогии можно в дальнейшем ожидать значительного увеличения как энергии, так и интенсивности ионов, ускоряемых из диэлектрических трубок, за счет оптимизации их геометрии и развития пассивных и активных методов управления фронтом распространения электронного пучка.

### Ш. Получение ионов

Работы по получению высокоинтенсивных ионных пучков за последние годы в основном были направлены на увеличение эффективности и коэффициента полезного действия, а также повышение плотности ионного тока. Одним из примеров таких работ является переход на отражательные тетроды вместо используемых ранее триодов (NRL, США).

Как известно, в отражательном триоде анод расположен между двух катодов. Электроны, эмитируемые с катода, пронизывают анод, теряя при этом часть энергии, и отражаются от второго катода, не дойдя до него. Они колеблются, многократно пронизывая анод и постепенно теряя энергию. Ионы движутся к катодам и проходят сквозь них наружу.

Часто роль второго катода выполняет виртуальный катод. Чтобы предотвратить уход электронов в поперечном направлении, обычно прикладывают продольное магнитное поле. Необходимо отметить, что ионные токи в обе стороны от анода практически одинаковы.

Цель создания отражательных тетродов — добиться одностороннего вывода ионного пучка. С этой целью анод делает двойным. Первый анод изготовлен из металлизированной майларовой, второй — из более толстой полиэтиленовой пленки. Металлизированный майлар является плохим источником ионов (протонов), поэтому образуется однонаправленный поток протонов, двигающихся от второго анода к виртуальному катоду (80–90% от полного ионного тока). Расстояние между анодами равно ~ 0,5 см. При малых расстояниях между анодами распределение потенциалов в отражательном тетроде близко к распределению потенциалов в отражательном триоде.

При больших расстояниях между анодами возникает виртуальный катод, и электроны не могут достигнуть второго анода. Так же как и в рефлексном триоде, чтобы предотвратить уход электронов, в поперечном направлении накладывается продольное магнитное поле. В таблице I приведены сравнительные параметры пучка ионов для установки ГЕМБЛ II.

Т а б л и ц а I

Параметры	Отражательный	Отражательный
	триод	тетрод
Напряжение (МВ)	0,6 – 1,3	1,3
Максимальный ток ионов (кА)	200 – 250	400
Амплитуда магнитного поля (кГс)	2 – 6	2,7 – 7,6
Конфигурация катода	кольцевой	кольцевой
Длительность импульса (нс)	40 – 60	40 – 60
Плотность ионного тока кА/см <sup>2</sup>	1	2,5
Распределение потоков ионов %	50/50	50%
КПД %		50%



В последние 3-4 года для создания мощных пучков стали применяться так называемые диоды Луса. Характерной особенностью этих диодов является то, что в качестве анода используется диэлектрическая вставка с отверстием (чаще всего полиэтилен). Сильноточный пучок электронов, пройдя анод, попадает в область дрейфа. Так как этот ток электронов больше критического тока пучка, который может распространяться в трубке дрейфа, электроны тормозятся из-за провисания потенциала под действием собственного объемного заряда и создают сильные ускоряющие поля для ионов. Ионы вытягиваются из плазмы, образующейся в анодном отверстии при прохождении электронов. Происходит частичная нейтрализация объемного заряда и электроны, а вместе с ними и ионы начинают распространяться вдоль трубки дрейфа. Ионы ускоряются за счет действия сил объемного заряда электронов. Энергия ускоренных ионов может в 10-20 раз превосходить энергию электронов. Длительность импульса ионов составляет единицы наносекунд.

Исследование диодов с магнитной изоляцией (Корнель, США), в которых внешнее магнитное поле направлено поперек зазора анод-катод, показало, что выведенный ионный пучок составляет 50% для длительностей импульса 100 нс. Для повышения плотности тока в пучках исследовались новые схемы. В первую очередь это схема плоско-параллельного диода с использованием специальной магнитной линзы в области виртуального катода. Такой способ для ускорителей высоких энергий не является новым. Однако действие линзы на нейтрализованный по заряду пучок сильноточного ускорителя не является тривиальным. Эксперименты показали, что даже с одиночной линзой плотность энергии можно повысить приблизительно в 8 раз. На основании исследований траекторий движения пучка ионов в поперечном магнитном поле была создана ионная пушка со сферической конфигурацией электродов и магнитной фокусировкой, позволяющей получить коэффициент уплотнения пучка в фокусе 50; для пучка с энергией 500 кэВ для точки фокуса плотность тока составляет  $1000 \text{ А/см}^2$ .

#### IV. Только об основных результатах по получению ионных колец

Эксперименты, проводимые в Морской лаборатории (США), используют продольную инжекцию мощного пучка протонов в магнитную ловушку. Для этих целей используется ускоритель Гембл II, работающий на отражательный триод. Полный протонный пучок с током 200 кА, энергией 1,2 МэВ и длительностью 50 нс инжектируется в магнитную систему длиной 5 метров. Магнитное поле имеет пробочные конфигурации с возможной компрессией. Большой радиус кольца после компрессии составляет 10 см (рис.4). Захватывается  $5 \cdot 10^{16}$  протонов. Расчеты показывают, что реверс магнитного поля будет достигнут при числе протонов  $\sim 10^{17}$ . Достичь этого значения предполагается за счет перехода на низкоимпедансный коаксиальный тетрод. Такой переход позволит увеличить ток протонов в импульсе до 500 кА.

Большое внимание уделялось в последние годы изучению систем ускорения ионов. В первую очередь, это системы резонаторные, так хорошо известные для электронов. Я не буду останавливаться на этих работах. Представляет интерес исследование систем авторезонансного ускорения ионов (АРУ) (Компания Остин, США).

Схема АРУ предполагает использование собственной циклотронной моды СРЭП, распространяющегося вдоль ведущего продольного магнитного поля. Эта мода, которая фактически представляет собой волну плотности заряда, может служить как бегущая волна для ускорения протонов и других ионов. В принципе, механизм ускорения в этом случае похож на обычный резонанс в линейных ускорителях. Управление фазовой скоростью ускоряющей моды, необходимое для синхронизации с движением ионов, достигается за счет пространственного адиабатического изменения величины ведущего магнитного поля.

Фазовая скорость изменяется обратно пропорционально магнитному полю. Существенно, что энергия ускоряющей волны является отрицательной, что означает экспоненциальный рост амплитуды волны. Таким образом, в принципе энергия будет автоматически извлекаться из СРЭП как для ускорения ионов, так и для поддержания поля волны.

Среди многих физических и технических проблем, стоящих перед разработчиками, следует выделить следующие три основные проблемы:

1. Генерация и поддержание требуемой резонансной волны.

2. Инжекция и захват ускоряемых ионов в фазово-стабильную область ускоряющей волны.

3. Управление пространственным поведением фазовой скорости резонансной волны для поддержания синхронизма между волной и ионами.

После нескольких лет предварительных теоретических исследований сейчас физики непосредственно перешли к работам, направленным на решение указанных проблем. Программа включает в себя экспериментальные исследования, теоретический анализ и численные эксперименты. Примерно год-полтора назад было решено разработать, спроектировать и соорудить крупную экспериментальную установку, предназначенную для исследований по системе АРУ и в то же время могущую представлять самостоятельный интерес. Основные параметры, выбранные для проекта сооружаемой установки Компаний Остин, таковы:

энергия электронного пучка	3 МэВ
ток электронного пучка	30 кА
длительность импульса электронного пучка	200 нс
частота циклотронной волны	250 МГц
магнитное поле	25 кГс - 2 кГс
энергия ионов	30 МэВ
ток ионов	30 А
амплитуда волны	250 кВ
длина авторезонансного ускорителя	4 м

Кроме импульсных ускорителей рассматриваются возможности создания ускорителей непрерывного действия.

Основные секции АРУ непрерывного режима остаются в принципе теми же, что и в импульсном АРУ, но с соответствующими, довольно серьезными, модификациями. Электронный ускоритель - инжектор должен быть в состоянии давать пучок электронов с током порядка 1 кА и энергией в сотни кэВ, причем в качестве источника электронов предполагается использовать пушку Пирса. Будучи сформирован, электронный пучок будет доводиться до требуемой энергии с помощью обычной ускорительной трубки, возможно, с применением квадрупольной магнитной фокусировки. Что касается ионного источника и инжекции ионов, то рассматриваются два возможных подхода: первый - с использованием дуоплазматрона и формированием ионного пучка, второй - с использованием рабочего электронного пучка для получения ионов за счет ионизации газа, впускаемого в начальную часть ускорителя. Заметим, что именно второй метод планируется для импульсного АРУ, сооружаемого в Остине.

Изучаются два варианта магнитных систем - обычная и сверхпроводящая, из которых будет выбрана наиболее экономичная при работе в непрерывном режиме. Требуемые магнитные поля должны равняться примерно 100 кГс в малой апертуре для первых 10-15 см и составлять менее 20 кГс в остальной части ускорителя.

Различные варианты ускорителей авторезонансного типа и возможности их использования сведены в таблицу 2.

Из других систем ускорения ионов следует отметить использование различных структур, прохождение сильнофокусированного пучка через которые приводит к более эффективному взаимодействию и более быстрому нарастанию нужной волны.

Эффективно используются и магнитные линзовые конфигурации (Корнель, США) для ускорения ионов (рис.5).

В нейтрализованном пучке при прохождении такой линзовой конфигурации усугубляется трубчатая структура благодаря тому, что электроны холодные, и их плотность на внешних радиусах трубки растет. Плотность достигает  $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . За счет такого разделения достигается не только фокусировка, но и ускорение.

Рассматривается и исследуется система ПУЛСЕЛАК, состоящая из восьми линзовых ускоряющих модулей, способных ускорять протоны до 10 МэВ и  $Ne^{20}$  до 447 МэВ.

Таким образом, во многих центрах мира в настоящее время уже приступили к созданию ускорителей, работающих на коллективном принципе, которые обладают существенно более высокой эффективностью ускорения.

Т а б л и ц а 2  
Параметры секций авторезонансных ускорителей для различных вариантов (США)

Ускоряемые ионы	дейтроны ( $Z = 1, M = 2$ )			Протоны ( $Z = 1, M = 1$ )	ионы неона ( $Z = 10, M = 20$ )		дейтроны		дейтроны
	1а	1б	1в	2	3а	3б	5а	5б	6
Секции	1а	2а	3а	последняя	1а	2а	1а	2а	единствен.
Энергия ионов (МэВ)	0,65-5	5-10	10-100	50-500	0,05-5	5-300	0,05-5	5-50	0,05-50
Ток ионов (А)	1	1	1	0,1	0,1	0,1	1	1	1
Длина секции (м)	2,1	10	64,5	24,6	0,23	6,4	1,6	2,5	9,6
Время ускорения ионов (нс)	150	173	356	130	51	216	82	52	222
Частота волны (кГц)	70-6,3	70-11	70-7,8	70-10	70-6,7	70-9,4	70-6,4	70-17	70-5
Магнитная энергия электронов (МэВ)	0,5	0,5	0,7	0,8	0,5	0,5	0,7	0,7	0,7
Начальный ток электронов (кА)	0,4	2	4	4	4	4	0,8	0,8	0,8
Применение установки.	Брединг расщепляющий материал, нейтронный источник.			Медицина	Медицина		Испытания материалов термоядерного реактора.		

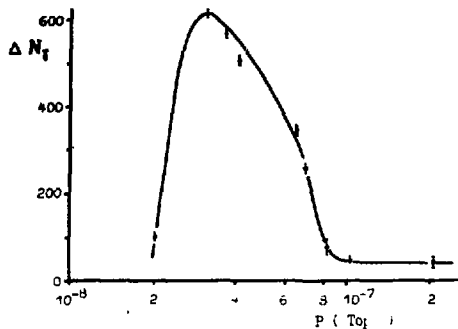


Рис.1. Зависимость выхода активности реакции от числа захваченных ионов.

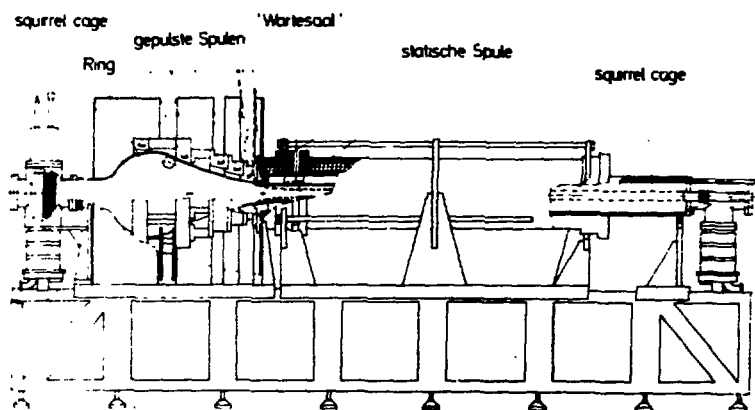


Рис.2. Общий вид установки "Пустарек".

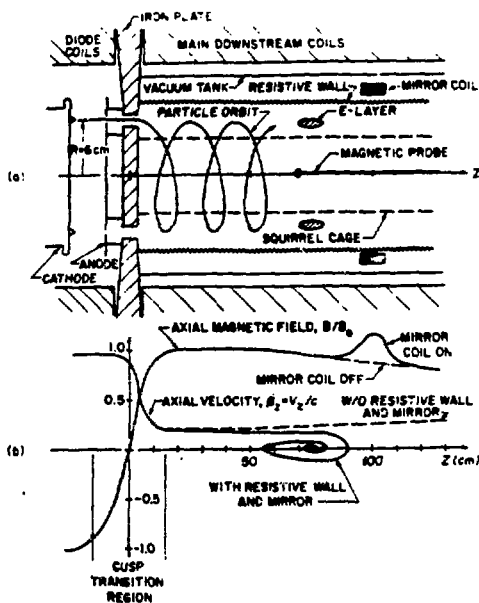


Рис.3. Схема установки с продольной компрессионной кольца.

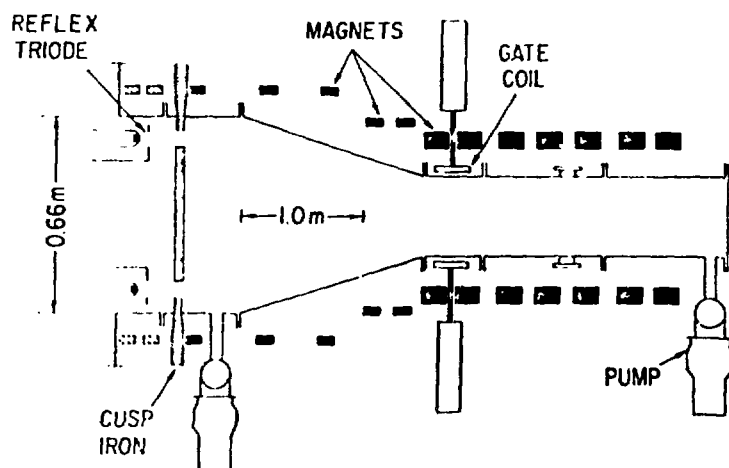


Рис.4. Установка для получения ионных колец.

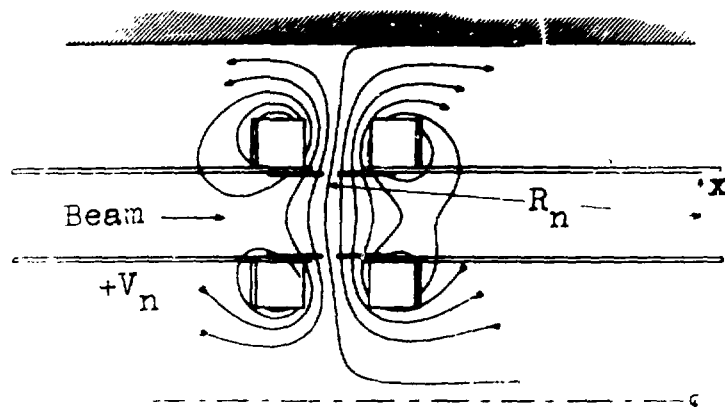


Рис.5. Линзовая конфигурация для ускорения ионов.

## PUSTAREX, THE ELECTRON RING ACCELERATOR EXPERIMENT AT GARCHING

C. Andelfinger, W. Herrmann, D. Jacobi, H.-B. Schilling, U. Schumacher,  
M. Ulrich, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, D-8046 Garching b.München

### Introduction

The design of the Pustarex electron ring acceleration experiment has already been described at the II Symposium on Collective Acceleration, 1976 at Dubna [1]. The experiment has now been running for approximately one year. After a brief description, the first results are reported.

Figure 1 shows the experimental set-up. The electron injector used is a Febetron 705 with field emission tube delivering an electron current of 100 A in an emittance  $\epsilon_{\text{max}} = 65 \text{ m rad cm}$  with an energy of 2 MeV. The electrons are trapped in a static magnetic field, and the electron ring will be compressed and moved to the acceleration part by 8 fast-pulsed single-turn coils. The accelerator section is composed of two static magnetic field coils, which provide a mirror field for the "waiting room", in which trapped ions can be highly ionized, and a slightly expanding field for the acceleration.



Fig.1

The following table gives the parameters and the expected data of the electron ring.

### PUSTAREX

max. magnetic field	$B_z$	20 kG
pulsed magnetic energy	$W_m$	60 kW
mean loss power of static field coils	$N_m$	60 kW
electron number	$N_e$	$5 \cdot 10^{12}$
main ring radius (compressed)	$R_{cp}$	2.7 cm
minor ring radius (compressed)	$a_{cp}$	0.3 cm
electron energy	$W_e$	15 MeV
max. electric field strength	$E$	16 MV/m
compression time	$T$	35 $\mu$ s
ionization time	$\tau$	10 ms
acceleration length	$l$	120 cm
vacuum pressure	$p$	$10^{-9}$ mb
energy of light ions	$W_i$	5 MeV/nucleon
energy of heavy ions	$W_i$	2 MeV/nucleon

Figure 2 shows a general view of the experiment.

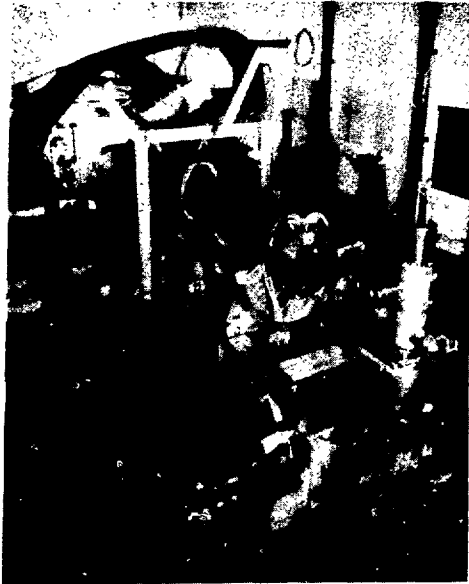


Fig.2

### Preliminary Results

The calculated behaviours of the magnetic field index, of the ring radius and of the axial motion of the ring in the direction of the accelerator section are given in Fig.3. Under suitable conditions the experimental data fit very well the calculated ones.

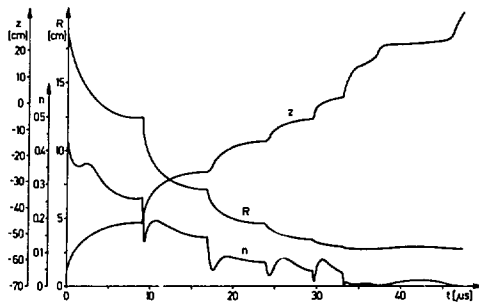


Fig.3

In our previous experiments [2,3] we found that it is advantageous to go very fast through the single-particle resonances. We do this in Pustarex, too, in times of a hundred nanoseconds.

It will be seen later that this proves disadvantageous in avoiding collective instabilities. The fast pulsed magnetic fields prevent good conduction in the walls in the direct neighbourhood, thus reducing the coupling impedance, which is the key for suppressing the negative mass instability. In this respect, the

Dubna experiment is more favorable. We are restricted to resistivities larger than a few  $\Omega/\square$ .

In most experiments we use the squirrel cage structure for additional axial focussing by image forces (Figure 4). This structure is surrounded by very thin stainless-steel wires, which provide the above-mentioned resistivity. The coupling impedance of the free space ( $377 \Omega$ ) is then reduced to about  $60 \Omega$ .

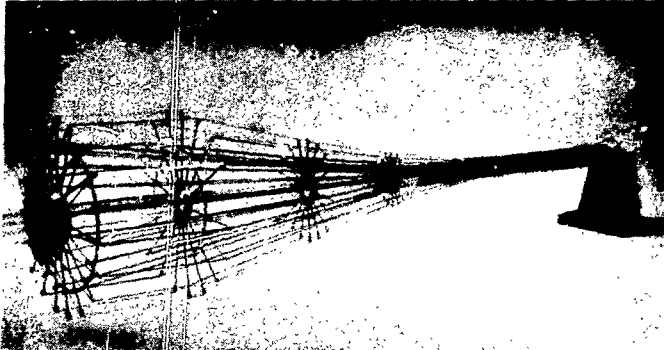


Fig.4

Under these conditions we trap  $4 \times 10^{12}$  electrons in a ring 18 cm in radius. The injection current is 100 A. With higher currents (we can go to nearly 400 A) we trap even fewer electrons. In such cases the beam is not matched and negative mass instability blows up the minor dimensions. High rf-activity and strong losses will be observed.

The line density in the initial ring is comparable with the Dubna results.

Figure 5 shows probe signals of the ring current in comparison with the signals without electron injection. The current is given by the difference between the two signals. The electron number is almost constant up to the third compression stage.

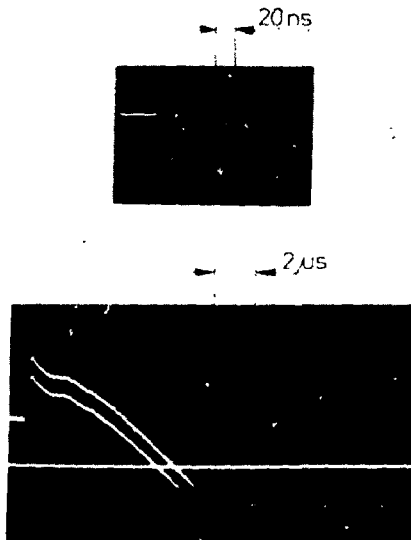


Fig.5 Magnetic probe signals  
a) immediately after injection  
b) during first compression stage



Here the field index becomes smaller than 0.1 and we observed transversal coherent oscillations with the frequency  $f_0(1 - \nu_r)$ , accompanied by strong losses. This appearance was independent of the ion loading. We concluded that resistive wall instability occurred. By removing the azimuthal wires in the range from the third to the sixth compression stage this instability disappeared, but then a negative mass instability delivered high rf-bursts (Figure 6). Simultaneously, we lose about 1/3 of the electrons. We hope to find a structure with good azimuthal conductivity for the high frequencies which does not disturb the much slower compression field.

We ran into a more severe problem during the sixth compression stage.

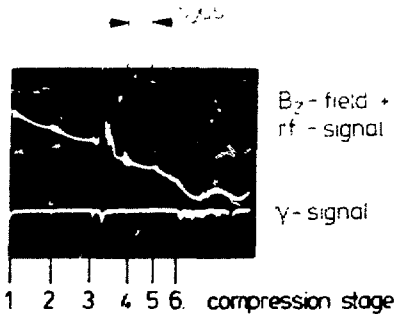


Fig.6  $B_z$ -field, rf- and  $\gamma$ -signals during ring compression

Here again we observe transversal coherent oscillations and electron losses. The light signal corresponds to the synchrotron light measured in the waiting room and to fluorescent light produced by lost electrons anywhere. At  $t_2$  the ring will be spilled into the acceleration structure. At the moment we are not sure about the origin of this instability. With small currents of about 1/10 of the normal value it will disappear. Therefore, we assume that it is a collective effect. Furthermore, we see an effect of the ion loading and we think this is due to the fact that we are running into the electron-ion resonance (Figure 7) [4].

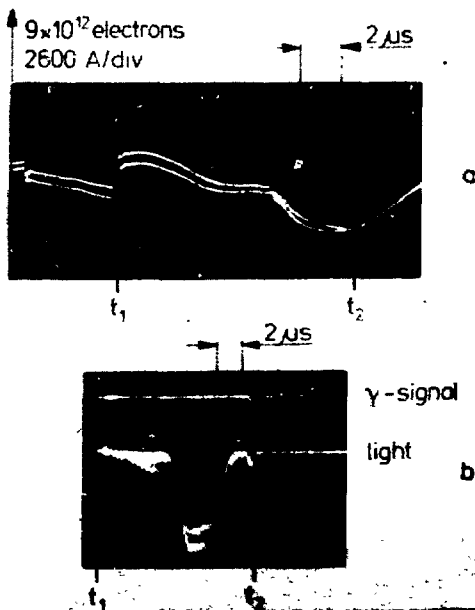


Fig.7 a) magnetic probe signal of ring current during 5th and 6th compression stage

b)  $\gamma$ - and light signal during 6th compression stage and roll-out

Figure 8 shows the observed frequencies, compared with the calculated one. The shift to higher frequencies of the experimental curves depends on the electron number, i.e. on the image forces of the squirrel cage. The crosses mark the case with larger ion loading, which reduces the resonance frequency.

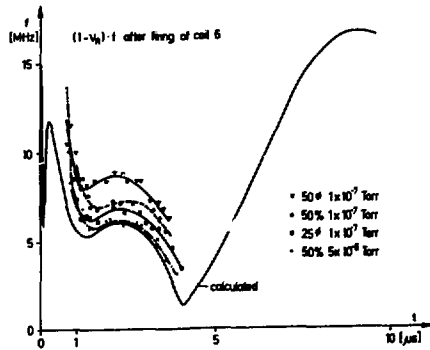


Fig.8

Sometimes we conducted experiments without squirrel cage. Under these conditions we get strong negative mass instability immediately after inflection, accompanied by appreciable energy losses, owing to coherent synchrotron radiation. Nevertheless we trap  $6 - 8 \times 10^{12}$  electrons and compress the ring to a major radius of 1.6 - 1.8 cm and a minor radius of 0.5 cm. But even with high ion loading we have not been able to spill axial, well-focussed, loaded electron rings.

In a separate experiment we are investigating modifications of the field emission cathode. A first improvement was obtained when we replaced the needle cathode by plane graphite cathodes. The main aim of these investigations is to increase the instantaneous energy spread, which will help to improve suppression of the negative mass instability. We therefore connected some parts of the cathode via resistors with the high-voltage generator [5]. We are able to handle values of  $400 \text{ V}/\Omega$  in a range of  $R \leq 250 \Omega$ . The energy difference can be varied continuously from zero to 100 keV, corresponding to 5% at a maximum energy of 2 MeV. We still arrange the cathode elements in such a way that the electrons with different energy can be injected into their corresponding closed orbit.

#### Acknowledgements

The authors would like to thank W. Dommaschk, I. Hofmann and P. Merkel for numerous valuable discussions. They are further indebted to H. Birkmeier, E. Buchelt, J. Fink, G. Prausner, E. Springmann and G. Weber for their skillful assistance.

## References

- [1] Status report of the Garching ERA-experiment, C. Andelfinger, Proc. of II Symposium on Collective Methods of Acceleration, Dubna 1976
- [2] Measurement of Electron Ring Compression in the Garching ERA, C. Andelfinger, W. Herrmann, A. Schlüter, U. Schumacher, M. Ulrich, Proc. of the IEEE Particle Accelerator Conference, Chicago, March 1971
- [3] Collective Acceleration of Protons and Helium Ions in the Garching ERA, U. Schumacher, C. Andelfinger, M. Ulrich, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol.NS-22, No.3, June 1975
- [4] Numerical Study of Nonlinear Effects in the Electron-Ion Instability in a Particle Ring, W. Dommaschk, I. Hofmann, Particle Accelerators, to be published in 1978
- [5] Report on ERA Research at Karlsruhe, C.H. Dustmann, W. Heinz, H. Krauth, L. Steinbock, W. Zernial, Proc. IX Int.Conf. on High Energy Accelerators, Stanford, 1974, p.250

## СИСТЕМА МНОГООБОРОТНОЙ ИНЖЕКЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В МОДЕЛЬ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОГО УСКОРИТЕЛЬНОГО ТРАКТА ЭЛЕКТРОННО-ИОННЫХ КОЛЕЦ

А.А. Дроздовский, С.В. Мартынов, В.К. Плотников, Н.Я. Попова, Е.Л. Термен,  
С.Б. Угаров

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

В настоящее время в ИТЭФ сооружается экспериментальная установка, предназначенная для проверки способа формирования ускоряющего магнитного поля при помощи ферромагнитного сердечника [1, 2] и исследования различных эффектов, возникающих при ускорении электронно-ионных колец. В состав установки входят инжектор ЛМУ-5/5000 на энергию электронов 5 МэВ при токе пучка  $2+5$  кА в импульсе, электропровод с диагностической аппаратурой, устройство формирования электронного кольца и наполнения его ионами и отрезок ускорительного тракта с длиной участка ускорения  $\sim 1$  м (см. рис. 1). Инжекция осуществляется непосредственно в ускорительный тракт на радиус  $R = 14,5$  см; ожидаемое число электронов в кольце  $N_e \approx 2 \cdot 10^{13}$ ; число ионов водорода в кольце  $N_i \approx 5 \cdot 10^{11}$ ; ожидаемая энергия ионов водорода на выходе  $\sim 1$  МэВ.

Ускорительный тракт представляет собой соленоид диаметром 40 см и длиной 2,5 м, на оси которого размещён конический железный сердечник. Кольцо движется в пространстве между обмоткой соленоида и сердечником. На радиусе, меньшем большого радиуса кольца, внутри вакуумной камеры установлен цилиндрический электромагнитный экран, служащий для уменьшения шунт-импеданса камеры до величины  $\sim 50$  Ом.

Система формирования кольца должна обеспечить получение электронного кольца с большим радиусом  $R = 12$  см, малыми полуразмерами  $a_r \approx a_z \approx 0,1 R$  и энергетическим разбросом  $\left| \frac{\Delta P}{P} \right| \gg 0,05$ ; удержание электронного кольца в области инжекции в течение времени наполнения его ионами, т.е.  $\sim 0,1+1$  мкс; прохождение в процессе наполнения ионами целого резонанса  $Q_r = 1$  без существенного увеличения амплитуды бетатронных колебаний, для чего необходимо, чтобы азимутальная неоднородность магнитного поля инжекционной системы не превышала 0,5% для первой гармоники (при времени наполнения 1 мкс) [3]. Кроме этого, напряжение на тоководах системы питания по конструктивно-технологическим причинам не должно существенно превышать 50 кВ. Поскольку мгновенный разброс по импульсам в пучках ЛМУ обычно мал ( $\ll 1\%$ ), для получения заданного  $\frac{\Delta P}{P}$  в кольце была выбрана схема многооборотной инжекции (число оборотов  $\approx 5$ ). При этом энергия инжектируемых электронов увеличивается во времени вследствие роста ускоряющего напряжения в ЛМУ и в соответствии с изменением поля на радиусе ввода так, что все вводимые частицы оказываются на равновесной орбите. Радиус орбиты каждой частицы уменьшается в растущем магнитном поле, что обеспечивает частице прохождение первого и всех последующих оборотов, минуя инжекционное устройство.

Ввод пучка из ЛМУ в область формирования кольца производится через активное сопло. Инфлекторное поле, осуществляющее отклонение электронов по радиусу от сопла и согласующее радиус траектории электрона с его энергией, создаётся системой витков, расположенных внутри соленоида. Эти же витки создают

потенциальную яму, в которой кольцо удерживается во всё время наполнения его ионами. Временные диаграммы изменения токов в витках инфлекторных обмоток и сопла показаны на рис. 2.

Все расчёты системы инжекции проводились в одночастичном приближении. Изменения равновесного радиуса  $R$  и импульса электрона  $P$  в адиабатическом приближении описываются выражениями [4]:

$$\dot{R} = -\frac{R}{B(1-n)} \left( \frac{\partial B}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \right),$$

$$\dot{P} = \frac{P}{2B} \cdot \frac{\partial \bar{B}}{\partial t},$$

$$PR = P_0 R_0 \frac{1 - \bar{B}_0 / 2B_0}{1 - \bar{B} / 2B},$$

где  $B$  - поле на орбите радиуса  $R$ ,  $\bar{B}$  - среднее поле внутри орбиты радиуса  $R$ ,  $n$  - показатель спада магнитного поля. Скорость изменения равновесного радиуса зависит в основном от скорости изменения поля и показателя спада  $n$ . Скорость изменения поля пропорциональна напряжению на токовводах системы; чтобы это напряжение не превышало допустимого, а также для обеспечения необходимой "промазки" следует стремиться к увеличению показателя спада поля. В нашем случае принят  $n \approx 0,9$ . Выбранное соотношение скорости изменения токов в каждой паре инфлекторных витков даёт возможность в течение всего времени инжекции сохранять неизменным показатель спада магнитного поля на радиусе  $R = 14,5$  см (см. рис.3). При этом обеспечено радиальное смещение любой инжектируемой частицы в течение первого её оборота на расстояние  $\sim 1$  см, что позволяет захватить пучок с радиальным размером 0,5 см.

Выбор режима работы и геометрии инфлекторных витков производился численным расчётом на ЭВМ БЭСМ-6 с учётом влияния коаксиальной вакуумной камеры и установленного внутри неё цилиндрического электромагнитного экрана. Экран значительно уменьшает величину среднего поля инфлекторных витков, что, с одной стороны, увеличивает скорость сжатия, а с другой, - снижает рост энергии инжектированных электронов по сравнению со случаем отсутствия экрана. Последнее важно для получения требуемого энергетического разброса. Для величины разброса по импульсам в кольце приближённо имеем:

$$\frac{\Delta P_k}{P_0} = \frac{\Delta P_0}{P_0} \left( 1 - \frac{\bar{B}}{2B} \right).$$

Здесь  $\frac{\Delta P_0}{P_0}$  - отношение максимального отклонения импульса инжектируемой равновесной частицы от среднего за время инжекции импульса к среднему импульсу. Для случая однородного поля, например,  $\frac{\Delta P_0}{P_0}$  вдвое больше конечного разброса по импульсам, иначе говоря, если требуется получить  $\left| \frac{\Delta P_k}{P_0} \right| \approx 0,05$ , то необходимо обеспечить в этом случае за время инжекции рост энергии инжектируемых электронов приблизительно на 20%, что представляет собой значительную техническую трудность.

Расчётами показано, что всем вышеуказанным требованиям удовлетворяет система из двух пар витков: первая имеет радиус 14,5 см, ширину каждого витка 1,1 см, расстояние между центрами витков 3,9 см, а вторая - радиус 16,0 см, ширину витков 0,6 см и расстояние между центрами витков 1,8 см. Вся инфлекторная система запитывается тремя генераторами импульсного тока. Первый и второй источники, подключённые соответственно к I и II парам витков, обеспечивают многооборотную инжекцию и необходимый вывод пучка от сопла. Необходи-

димость в третьем источнике, подключённом к I паре витков, связана с требованием удержания электронного кольца в области инжекции в течение времени наполнения кольца ионами. Работа такой инфлекторной системы обеспечивает согласованность инжекции и конечный разброс по импульсам  $\left| \frac{\Delta P_x}{P_x} \right| \geq 0,05$ .

Вопросы обеспечения требуемой азимутальной однородности быстрого поля, выбора способа запитки инфлекторных витков, однородности распределения магнитного поля сопла вдоль его оси, а также взаимное влияние полей сопла и инфлекторных витков друг на друга изучались экспериментально на модели, выполненной в натуральную величину. Измеренное радиальное распределение магнитного поля инфлекторных витков хорошо совпадает с расчётным. Азимутальная неоднородность магнитного поля инфлекторных витков в области максимальных искажений под соплом на равновесном радиусе  $R = 12$  см и искажения, вносимые магнитным полем сопла, не превышают  $\approx 0,8\%$  от поля соленоида. Напряжение на входе витков не превышает 25 кВ для первой пары и 50 кВ для второй пары инфлекторных витков.

Движение частиц от последнего фокусирующего элемента электропровода до точки инжекции должно происходить по прямой или слабо искривлённой траектории. Поэтому конструкция сопла должна обеспечивать либо эффективное экранирование вводимого пучка от поля соленоида, либо в нём должно создаваться компенсирующее поле в течение времени инжекции. Ввиду того, что при заданных полях магнитная проницаемость любого ферромагнитного материала не превосходит  $10 \pm 20$ , осуществить экранирование не представляется возможным. Поэтому был принят вариант активного сопла, представляющего собой систему токонесущих элементов. Удовлетворительной с точки зрения минимальных искажений на равновесной орбите, а также максимальной защищённости от сторонних импульсных полей и простоты конструкции представляется конструкция сопла на основе двух плоских параллельных или слабо сходящихся пластин, по которым текут противоположно направленные токи. С точки зрения величины токов, напряжения на вводах и однородности поля удовлетворительным является сопло с шириной пластин  $\approx 6$  см, расстоянием между пластинами от 0,5 до 2 см при длине сопла  $\approx 15$  см.

В сходящемся сопле для получения однородности поля вдоль траектории частиц в пластинах сопла сделаны продольные вырезы, введены перемычки между пластинами на конце сопла и продольные разрезы у боковых краёв в его начале, что создаёт необходимое перераспределение плотности токов.

Геометрия разрезов, форма и расположение перемычек подобраны экспериментально, так что неоднородность поля в области прохождения пучка не превышает 4–5%. Величина магнитного поля инфлекторных витков, проникающего на ось сопла, не превышает 5% от поля соленоида, что меньше допустимой величины.

Измерения магнитного поля внутри сопла показали, что для данной конструкции сопла возможно осуществление проводки электронного пучка с аксиальным поперечным размером  $A_z \approx 1$  см. При этом неоднородность поля на оси сопла с учётом поля инфлекторных витков приводит к смещению оси пучка на 0,15 см относительно первоначальной.

## Л и т е р а т у р а

1. Плотников В.К. О магнитоэстатическом коллективном ускорителе с электронными кольцами. Материалы II симпозиума по коллективным методам ускорения Д9-10500, стр.41, Дубна 1977.
2. Плотников В.К. Магнитоэстатический тракт коллективного ускорителя ионов. Доклад на III симпозиуме по коллективным методам ускорения. Калифорния, 1978.
3. Symon K.R. ERA-28. Symposium on Electron Ring Accelerators, Berkeley, 1968.
4. Кванов И.Н., Ковнович М.Л., Кузнецов А.Б., Обухов Ю.Л., Решетникова К.А., Рубин Н.Б., Саранцев В.Н., Ярковой О.И. Вопросы движения частиц в адгезаторе, Р9-4132, Дубна 1968.

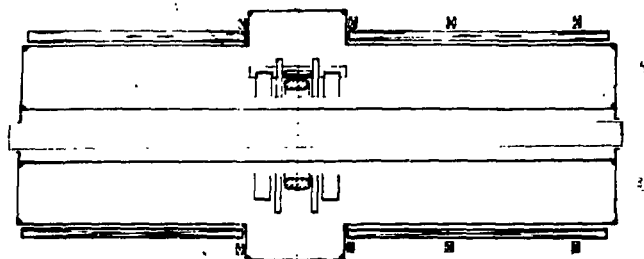


Рис.1 Схема магнитоэстатического ускорительного тракта:  
1 - обмотки соленоидов; 2 - ферромагнитный сердечник; 3 - вакуумная камера; 4 - электромагнитный экран; 5 - сопло; 6 - две пары инфлекторных витков; 7 - компенсирующие витки; 8 - электронный пучок.

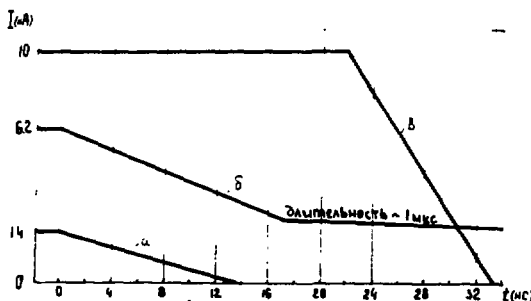


Рис.2 Временные диаграммы изменения токов в инфлекторных витках и сопле:  
а - первая, б - вторая пары инфлекторных витков, в - сопло.

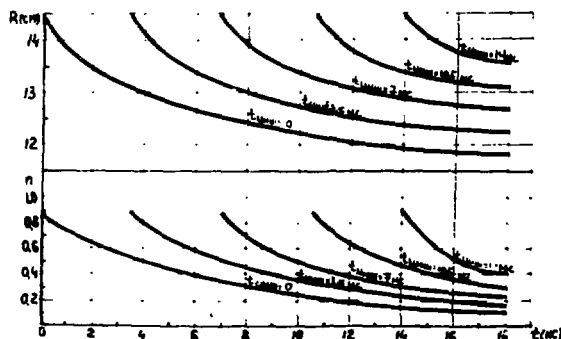


Рис. 3 Зависимости равновесных радиусов  $R$  и показателя спада магнитного поля  $H$  от времени для частиц, инжектированных через различные промежутки времени от начала инжекции.

## О НЕАДИАБАТИЧНОСТИ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ КОЛЕЦ

А.А.Дроздовский

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Пучок электронов, инжектированных в компрессор при многооборотной инжекции (см.рис.1), смещается за один оборот на величину одного-двух поперечных размеров пучка. Таким образом, радиус орбиты каждого электрона изменяется на величину большую, чем амплитуда бетатронных колебаний за время, меньшее периода колебания. Следует предположить, что процесс формирования кольца носит неадиабатический характер и амплитуда колебаний растет. При этом, если в случае однооборотной инжекции можно осуществить коррекцию движения пучка с тем, чтобы минимизировать амплитуду когерентных бетатронных колебаний /1/, то при многооборотной инжекции такая операция в общем случае не даст желаемого результата.

Рассмотрим в одночастичном приближении радиальное движение частицы, инжектированной в медианной плоскости, предполагая, что инфлекторная система является азимутально-однородной и симметричной относительно медианной плоскости, а создаваемое ею электромагнитное поле имеет компоненты (в полярных координатах): аксиальную магнитную  $B_z$ , радиальную электрическую  $E_r$  и азимутальную электрическую  $E_\theta$ . В этом случае для ультрарелятивистского электрона условие равновесия и частота радиальных бетатронных колебаний имеют вид /2/

$$\rho = \frac{|e|}{c} R(B_z + E_r) = \frac{|e|}{c} RB, \quad (1)$$

$$\gamma_r^2 = 1 + \frac{E_r + R\left(\frac{\partial E_r}{\partial r} + \frac{\partial B_z}{\partial r}\right)}{B_z + E_r} = 1 - n_{\text{эф}} + \frac{E_r}{B} \quad (2)$$

Здесь  $\rho$  - импульс электрона,  $B = B_z + E_r$  - эффективное поле, удерживающее электрон на круговой орбите,  $R$  - радиус равновесной орбиты электрона,  $e$  - заряд электрона,  $c$  - скорость света,  $n_{\text{эф}}$  - показатель спада поля. При этом адиабатические соотношения, приведенные в работе /3/, сохраняют свой вид, если произвести замену  $B_z$  на  $B$  и  $1-n$  на  $\gamma_r^2$ .

Малое время формирования электронного кольца (10-20 нс) приводит к необходимости учета скорости распространения электромагнитного поля. Будем рассматривать инфлекторную систему как однородную линию с распределенными параметрами. Токпроводящей поверхностью, сопряженной виткам, может являться стенка металлической вакуумной камеры, /4/. Пусть на инфлекторные витки, закороченные на сопряженную поверхность на угловом расстоянии  $\sim 2\pi$  от точки ввода (см. рис.1), подается отрицательный импульс тока с линейным спадом, в течение которого производится инжекция. Если зона формирования электронного кольца соизмерима с расстоянием между инфлекторными витками и сопряженной им поверхностью и мала по сравнению с радиусом инжекции, то зависимость электромагнитного поля от времени и азимута приблизительно такая же, как для TEM-волны в эквивалентной прямой линии с продольной координатой  $R_s(\theta - \theta_s)$  ( $R_s$  - средний радиус инфлекторной системы). Для простоты будем считать, что инжекция начинается и заканчивается в интервале времени, отстоящем от начала и окончания спада импульса тока на промежуток времени двойного пробега волны вдоль инфлектора. При этом магнитное поле не зависит от азимута:



$$B_s = B_{s0} + v(t - 2\pi R_0/c). \quad (3)$$

Здесь  $B_{s0}$  и  $v$  - амплитуда и скорость изменения инфлекторного магнитного поля ( $v > 0$ ,  $B_{s0} < 0$ ).

В TEM-волне  $\vec{E}_s = \vec{v}_s \times \vec{R}$ . Учитывая, что при отражении от закоротки электрическое поле изменяет направление, получаем

$$E_r = v R_0 (v - 2\pi/c). \quad (4)$$

Здесь направление распространения прямой волны совпадает с направлением распространения частицы.

Рассмотрим, как изменяется импульс инжектированной частицы. Из первого уравнения Максвелла получаем

$$E_\varphi = -R\dot{v}/2c + R_0 \langle v \rangle (1 - 2\pi\delta(2\pi - \varphi))/c, \quad (5)$$

где  $\langle v \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} v(t) dt$  и  $\delta(x)$  -  $\delta$ -функция Дирака. Смысл этого выражения состоит в том, что в интервале  $(0, 2\pi - \Delta\varphi)$  - от азимута ввода импульса тока на инфлектор до азимута закоротки - потенциальное электрическое поле направлено против вихревого электрического поля, а в интервале  $(2\pi - \Delta\varphi, 2\pi)$  - между закороткой и вводом - потенциальная и вихревая составляющие электрического поля имеют одинаковое направление. Так как азимутальное расстояние между вводом и закороткой  $\Delta\varphi$  мало, то в выражение (5) вошла  $\delta$ -функция. Средняя по азимуту компонента  $E_\varphi$  описывается первым слагаемым в (5). Отметим, что в общем случае формула (5) будет иметь более корректный вид, если  $R_0 \langle v \rangle / c$  заменить на  $\frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial \varphi}$ , где  $U$  - разность потенциалов точек с координатами  $R(\varphi)$  и  $R(0) = 0$ .

Характер изменения  $B$  и  $E_\varphi$  для инжектированной частицы в зависимости от ее текущей азимутальной координаты показан на рис.2. При подстановке в уравнения движения  $\varphi$  должна быть заменена на пилообразную периодическую функцию азимутальной координаты частицы  $\varphi = \int \dot{\varphi} dt / R$ . Функция  $\dot{\varphi}(\varphi)$  линейно растет от 0 до  $2\pi$  при изменении  $\varphi$  от  $2\pi K$  до  $2\pi(K+1)$  и уменьшается скачком от  $2\pi$  до 0 при  $\varphi = 2\pi K$ . (Здесь  $K = 0, 1, 2, \dots$ ). Разложим эту функцию в ряд Фурье и сохраним 2 первых члена разложения. Тогда для азимутальных вариаций импульса частицы и поля на орбите получаем выражение

$$R \frac{\Delta P}{P} - R \frac{\Delta B}{B} = \frac{R' v^2}{1 - v_{\text{фаз}}^2 / v^2} \left[ \frac{\langle v \rangle}{v} - \left(1 + \frac{\langle v \rangle}{v}\right) 2 \sin \varphi \right], \quad (6)$$

где  $R' = dR/d\varphi$ ,  $v_{\text{фаз}} = \partial B / \partial t$  и предполагается, что  $R = R_0$ , а  $\langle v \rangle$  мало изменяется в течение одного оборота частицы. Введем отклонение радиальной координаты частицы от мгновенного адиабатического равновесного радиуса  $x = R(\varphi) - R_0$ . Используя обычную процедуру линеаризации уравнения движения, получаем неоднородное уравнение бетатронных колебаний при  $R'/R \ll 1$

$$x'' + \frac{B'}{B} x' + \nu^2 x = -R'' + R \frac{\Delta P}{P} - R \frac{\Delta B}{B} \quad (7)$$

с начальными условиями:  $x(0) = R_0 \nu_0 \sin \varphi_0$ ,

$$x'(0) = A_0 \nu_0 \cos \varphi_0, \quad (8)$$

где  $A_0$ ,  $\varphi_0$  и  $\nu_0$  - начальная амплитуда, фаза и частота бетатронных колебаний относительно равновесной круговой орбиты с радиусом  $R$ . При влете частицы в компрессор (см. рис.3)  $R'$  испытывает скачок на некотором малом интервале  $\Delta\varphi$ . Затем  $R'$  изменяется непрерывно, а по окончании работы инфлекторных витков ( $\varphi = \varphi_k$ ) в некоторых случаях опять испытывает скачок. Таким образом, можно написать

$$R'' = R'(0+) \delta(\varphi) + R''(0 < \varphi < \varphi_k) - R'(\varphi_k) \delta(\varphi_k - \varphi). \quad (9)$$

Оценки показывают, что обычно 2-м и 3-м членами в (9) можно пренебречь.

Первому члену в (9) соответствует частное решение при  $\gamma_r'/\gamma_r \ll 1$

$$x_0 = -\frac{R'(0+) (B_0 \gamma_{r0})^{1/2}}{\gamma_{r0}} \sin \int_0^\psi \gamma_r d\psi. \quad (10)$$

Вклад этой величины в результирующую амплитуду бетатронных колебаний можно скомпенсировать, если выполнить условия:

$$\gamma_0 = 0, A_0 = -R'(0+)/\gamma_{r0}. \quad (11)$$

Эти условия означают, что инжекцию следует осуществлять по касательной к траектории  $R(\psi)$ . Если  $R'(0+)$  различается у частиц, инжектируемых в разные моменты времени, то различается и возбуждаемая амплитуда:

$$\Delta A_0 \approx |AR'(0+)(B_0/B\gamma_r\gamma_{r0})^{1/2}|. \quad (12)$$

Оценим  $\Delta A_0$  в случае, когда  $R'(0+)$  у различных частиц отличается в два раза. Учитывая, что  $R'(0+) \geq \Delta R_1/2\pi$  ( $\Delta R_1$  - величина смещения за I оборот), получаем

$$\Delta A_0 \geq \Delta R_1/2\pi \quad (\text{при } \gamma_{r0} = \gamma_r = 0,5).$$

Рассмотрим теперь, к чему приводит учет азимутальной неоднородности инфлекторных полей. Предполагая, что  $R$  изменяется по закону

$$R = R_k + \Delta R \exp(-\alpha\psi), \quad (13)$$

где  $R_k$  - конечный равновесный радиус частицы,  $\Delta R$  - полное изменение равновесного радиуса,  $\alpha = -R'(0+)/\Delta R$ , а величины  $B, \gamma_r, \langle \delta \rangle / \delta, 1 - \bar{B}_{2c}/2B_c$  не изменяются, получаем частное решение уравнения (?):

$$x_0 = \frac{R'(0+)\gamma_r}{1 - \bar{B}_{2c}/2B_c} \left\{ \frac{\pi \langle \delta \rangle}{8(\alpha^2 + \gamma_r^2)^{1/2}} \frac{\gamma_r}{(\alpha^2 + \gamma_r^2)^{1/2}} e^{-\alpha\psi} + \sin(\gamma_r\psi - \arcsin \frac{\gamma_r}{(\alpha^2 + \gamma_r^2)^{1/2}}) \right\} - \frac{4\alpha\gamma_r(1 + \langle \delta \rangle / \delta)}{4\alpha^2 + (\alpha^2 + \gamma_r^2)^{1/2}} \left[ e^{-\alpha\psi} (\cos\psi + \frac{3 + \alpha^2 + \gamma_r^2}{2\alpha} \sin\psi) - 1 \right]. \quad (14)$$

Искажение формы равновесной орбиты, описываемое вторым слагаемым в фигурных скобках, не приводит к нежелательным эффектам, так как при  $\psi$ , кратном  $2\pi$ , расстояние от аксиальной оси до орбиты меньше  $R$ .

Анализ колебательной части решения (13) показывает, что при  $\gamma_r < 0,7$  фаза возбужденных колебаний соответствует отрицательной величине  $x_0 < 0$  при  $\psi = 2\pi$  для всех  $\alpha < \gamma_r$  (эти соотношения обычно выполняются для первого оборота инжектированной частицы). Следовательно, возбуждаемые колебания представляют опасность в основном для последних инжектированных частиц, т.к. они остаются вблизи инфлектора.

Амплитуда возбуждаемых бетатронных колебаний равна  $A_0 \approx \frac{R'(0+)\pi \langle \delta \rangle / \delta}{1 - \bar{B}_{2c}/2B_c}$ . Оценки показывают, что  $\frac{\pi \langle \delta \rangle}{8(1 - \bar{B}_{2c}/2B_c)} \gg 1$ , поэтому  $A_0 \geq R'(0+) \geq \Delta R_1/2\pi$ . Для компенсации возбуждаемых колебаний нужно, чтобы на азимуте  $1/\alpha$  разность набега фаз для одновременно инжектированных частиц с различной энергией была мала,  $\Delta\psi \ll \frac{\pi}{2}$ . Используя выражение для  $\Delta\psi/\Delta\rho$  из монографии /5/, получаем следующее требование к величине мгновенного полуразброса по импульсам в инжектируемом пучке (при  $\gamma_r' \ll \gamma_r$  и  $\Delta\psi < 0,25$ ):  $\Delta\rho/\rho \leq \frac{\gamma_r^2 \alpha}{(1 - \bar{B}_{2c}/2B_c)^{1/2}}$ ,

где  $\bar{B}_{2c} = \alpha \int_0^{2\pi} \gamma_r d\psi$ . При  $\gamma_r = 0,5$  и  $\alpha = 0,1$   $\Delta\rho/\rho \leq 10^{-2}$ .

Проведенный анализ процесса многооборотной инжекции показывает, что основными причинами, определяющими возбуждение бетатронных колебаний, являются отличие друг от друга  $R$  - траекторий частиц, инжектированных в разное время и присутствие азимутально-неоднородного потенциального электрического поля. Для того, чтобы уменьшить результирующую амплитуду бетатронных колебаний путем выбора начальной фазы требуется совпадение  $R$  - траекторий для всех частиц, по крайней мере, на I обороте. Наиболее же радикальным средством, позволяющим исключить действие электрического поля, является, видимо, создание электростатического экрана вокруг зоны формирования электронного кольца.

В заключение автор выражает признательность В.К.Плотникову за важные замечания и внимание к работе.

Л и т е р а т у р а

1. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Физика плазмы, т.3, вып.3, с.449, 1977.
2. Laslett L.J. ERAN-30 (Notes for a Seminar on Electron Ring Accelerators, LBL, 1969).
3. Иванов И.М. и др. Препринт ОИЯИ, Р9-4132, Дубна, 1968.
4. Венгров Р.М. и др. В сборнике "Вопросы атомной науки и техники" 2(3), ХФТИ 76-20, с.43, Харьков, 1976.
5. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей. М., "Физматгиз", с.141, 1962.

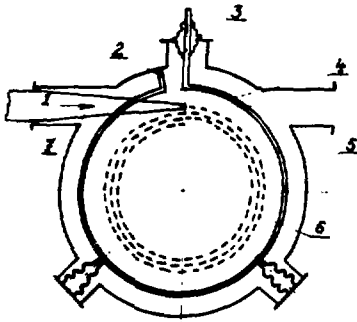


Рис.1 Схема многооборотной инъекции:  
1 - инжектируемый пучок, 2 - закоротка, 3 - ввод импульса тока, 4 - инжектор, 5 - вакуумная камера, 6 - траектория электрона, 7 - инжекционное сопло.

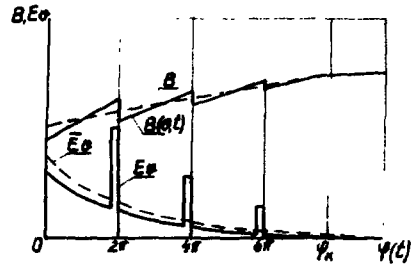


Рис.2 Эффективное поле  $B(0,t)$  и азимутальное электрическое поле  $E_\phi$  в зависимости от азимутальной координаты частицы  $\varphi(t)$ :  $B$  и  $E_\phi$  - средние по углу  $2\pi$  в момент времени  $t$ .

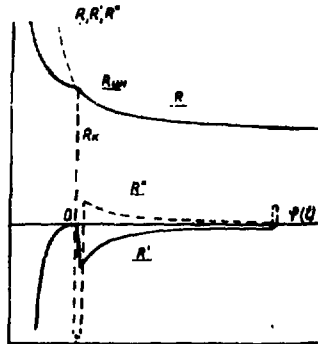


Рис.3 Характер изменения равновесного радиуса  $R$  и его производных  $R'$  и  $R''$  в зависимости от азимутальной координаты частицы  $\varphi(t)$ :  $R_{inj}$  - радиус инъекции,  $R_k$  - конечный радиус.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО УСКОРЕНИЮ ИОНОВ АЗОТА В ПРОТОТИПЕ КОЛЛЕКТИВНОГО УСКОРИТЕЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ОИЯИ

Г. В. Долбялов, В. И. Миронов, В. Г. Новиков, Э. А. Перельштейн, Г. К. Радонов, В. П. Саранцев, А. П. Сумбаев, С. И. Тютюнников, В. П. Фартушный, А. А. Фатеев, А. С. Шеулин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Ускорение ионов азота и других элементов завершило запуск коллективного ускорителя тяжелых ионов ОИЯИ [1,2]. Магнитная система вывода и ускорения [3,4] обеспечивала сжатие электронных колец до радиуса 3 см, их вывод и ускорение в спадающем в пространстве магнитном поле. Вывод кольца из камеры осуществлялся при шунтировке одной из токовых катушек последней ступени сжатия [3]. После шунтировки катушки ток в ней практически не меняется. Нарастание тока в незашунтированной катушке вызывает смещение магнитной потенциальной ямы от медианной плоскости. Одновременно потенциальный барьер со стороны вывода уменьшается. К моменту начала ускорения потенциальный барьер снимается, и кольцо ускоряется в спадающем по длине поле соленоида.

Соленоид создавал поле с напряженностью  $B_z \approx 15$  кЭ. Спад поля 50+75 Э/см обеспечивался за счет неравномерной плотности намотки. Эффективная длина ускорения (в пересчете на средний градиент) в экспериментах составляла  $\sim 50$  см.

Параметры электронных колец в экспериментах по ускорению ионов были следующими: число электронов  $N_e = (1 \pm 0,3) \cdot 10^{13}$ , радиус кольца  $R = 3$  см, малые размеры сечения  $a_z \approx a_r \approx 0,15 \pm 0,2$  см, релятивистский фактор вращения электронов в кольце в конце сжатия  $\gamma \approx 40+45$ .

Эффективность коллективного ускорителя многозарядных ионов определяется двумя параметрами: набором энергии на заданной длине и числом ускоренных ионов. Максимальный возможный набор энергии на нуклон на единице длины равен

$$\Delta E_{max} = \kappa \cdot \frac{2 \gamma_e}{a_z + a_r} \cdot \frac{z}{A} \rightarrow \frac{\text{МэВ}}{\text{нукл. см}}$$

где  $\gamma_e = 4,5 \cdot 10^{-14} \cdot \frac{N_e}{R}$  - параметр Будкера,  $\frac{z}{A}$  - отношение заряда к массовому числу ионов,  $\kappa$  - коэффициент, определяемый из условия ускорения электронно-ионного кольца как компактного сгустка. В данных экспериментах проводилось ускорение самофокусирующихся электронно-ионных колец, при этом  $\kappa \approx \frac{1}{4}$  [5].

При ускорении колец в спадающем магнитном поле набор энергии на нуклон на единице длины ускорения есть

$$\Delta E_{max} = \frac{1}{2B_z} \cdot \frac{\partial B_z}{\partial z} \cdot \frac{1}{1+\xi} \rightarrow \frac{\text{ГэВ}}{\text{нукл. см}}$$

где  $\xi = \frac{AMN_i}{m\gamma N_e}$ ,  $m\gamma$  и  $M$  - поперечная масса электрона и масса протона, соответственно,  $N_i$  - число загруженных ионов.

Коллективное ускорение ионов возможно при  $\Delta E \leq \Delta E_{max}$ . В экспериментах это условие выполнялось лишь при достаточно большом факторе загрузки кольца ионами -  $\xi$ . Загрузка ионами производилась при ионизации нейтралов из остаточного газа в камере релятивистскими электронами кольца. Ускорение не должно наблюдаться при достаточно высоком вакууме. С увеличением давления в области выше порогового значения конечная энергия ускоренных ионов падает.

Когда вакуум ухудшается настолько, что наступает зарядовая компенсация в кольце, ускорение прекращается. Таким образом, ускоренные ионы должны наблюдаться в узком интервале значений давления остаточного газа.

Из расчетов по динамике накопления ионов азота в процессе сжатия электронных колец [6] при различных значениях параметров колец и вакуума в адгезаторе следует, что в интересующей нас области давлений средний заряд ионов в кольце слабо зависит от вакуума и отношение  $\frac{z}{A} \approx 0,3$ .

На рис.1 приведена расчетная зависимость набора энергии ионов, ускоренных в спадающем магнитном поле с градиентом 50 Э/см от фактора загрузки  $\xi$ . Здесь же приведены характерные значения набора энергии  $\Delta E$  как функции  $\gamma_e$ , вычисленные при значениях параметров  $\frac{z}{A} = 0,3$ ,  $\frac{a_e + a_e}{2} = 0,2$  см. Для электронных колец, реализуемых на коллективном ускорителе ОИЯИ, расчетная оптимальная нагрузка ионов составляет  $\xi \approx 35$ , что соответствует приросту энергии ионов  $\sim 4$  МэВ/нукл.м.

Схема экспериментальной установки представлена на рис.2. Динамика вывода кольца изучалась с помощью зонда, практически не возмущающего внешнее магнитное поле. Зонд перемещался в направлении  $x$ . Регистрировались электрические сигналы, пропорциональные заряду кольца, и тормозное излучение электронов. Для оперативного определения геометрических параметров кольца в конце участка ускорения был установлен тонкостенный цилиндр из титана. Торцевая стенка цилиндра располагалась на расстоянии 77 см от медианной плоскости и была прозрачна для высокоэнергетичных электронов и  $\gamma'$ -квантов. В экспериментах можно было получать изображение кольца на фотопластинках, установленных на торце цилиндра с наружной стороны, или наблюдать визуально свечение сцинтиллятора, установленного вместе с фотопластинкой. В результате проведенных измерений было установлено, что в режиме вывода для широкого диапазона изменения напряженности магнитного поля соленоида и радиуса кольца влияние целого резонанса отсутствовало [7]. Кольцо ускорялось вдоль оси соленоида без поперечных смещений.

Параметры ускоренного ионного пучка определялись с использованием метода активационного анализа. Для работы в ожидаемом диапазоне энергий ионов целесообразно использовать мишени из легких элементов. Одновременно облучались три мишени из различных материалов  $D^2$ ,  $Be^9$ ,  $C^{12}$ , дающие на ускоренных ионах азота ядерные реакции с различными пороговыми энергиями. Кроме того, проводилось облучение кольцевой титановой мишени.

Основные реакции на выбранных мишенях следующие:

1)  $N^{14} + D^2 \rightarrow O^{15} + n$ . Образующийся в результате реакции изотоп  $O^{15}$  имеет  $\beta^+$ -активность с энергией позитрона 1,7 МэВ и периодом полураспада  $\sim 2$  мин. Порог реакции составляет 0,5 МэВ/нукл. Зависимость сечения реакции  $D^2(N^{14}, n)O^{15}$  от энергии налетающего иона азота хорошо известна. Выход изотопа  $O^{15}$  при энергии ускоренного иона азота около 1,5 МэВ/нукл. примерно равен  $10^{-6}$ .

2)  $N^{14} + Be^9 \rightarrow F^{18} + \alpha + n$ . Изотоп  $F^{18}$  имеет период полураспада 1,87 часа. При распаде испускается позитрон с энергией 0,6 МэВ. Порог реакции составляет 0,8 МэВ/нукл. В области энергий ионов азота 12-30 МэВ выход изотопа  $F^{18}$  меняется от  $10^{-6}$  до  $10^{-5}$ .

3)  $N^{14} + C^{12} \rightarrow Na^{24} + p$ . Изотоп  $Na^{24}$  дает при распаде  $\gamma'$ -квант с энергией 1369 кэВ. Период полураспада изотопа  $\sim 15$  часов. Порог реакции 1,4 МэВ/нукл. Выход реакции при энергии ионов  $N^{14} \sim 1,8$  МэВ/нукл. оценивается как  $5 \cdot 10^{-6}$ . Из побочных реакций, сопутствующих основной, наиболее вероятной оказывается реакция на углерод  $C^{12}(\gamma', n)C^{11}$ . Выход этой реакции для тонкой мишени оказывается ниже выхода основной на 3-4 порядка.

Кроме того, период полураспада для данной реакции равен 20 мин. Поэтому проявление этой побочной реакции не может существенно изменить результатов измерений.

Тонкие мишени размером  $\sim 20$  мм располагались на внутренней стороне дна титанового цилиндра, как показано на рис.2. Измерения активности, наведенной в мишенях, производились с помощью спинтillationного  $\gamma$ -спектрометра. Кристалл детектора имел размеры порядка размеров мишени и размещался с наружной стороны дна титанового цилиндра напротив выбранной мишени. Таким образом, измерения можно было проводить сразу после облучения на каждой отдельной мишени, не нарушая вакуум в камере. Соседние мишени слабо искажали результаты измерений. Эффективность регистрации детектора определялась с помощью калиброванных спектрометрических радиоактивных изотопов. Для  $\gamma$ -квантов с энергией 511 кэВ эффективность регистрации равнялась 1%. Кроме того, дополнительные измерения активности мишеней проводились с помощью *Geli*-детектора с объемом 70 см<sup>3</sup>, который давал разрешение 3 кэВ. Регистрация  $\beta$ -спектра производилась с помощью кристалла из стильбена толщиной 15 мм. Разрешение конверсионной линии  $Cs^{137}$  для кристалла составило 14%.

Первые опыты с облучением мишеней из  $D^2$  и  $Be^9$  были направлены на идентификацию образующихся изотопов  $O^{15}$  и  $F^{18}$ . Изотоп  $O^{15}$  был идентифицирован по периоду полураспада активности  $\gamma$ -линии 511 кэВ из облученной  $D^2$ -мишени. Образование изотопа  $F^{18}$  подтверждалось периодом полураспада и верхней границей спектра  $\beta$ -активности, измеренной из  $Be^9$  мишени.

Для оценки энергии ускоренных ионов использовалась пороговая зависимость выхода реакции от энергии налетающих ионов. При вакууме в установке  $2,5 \cdot 10^{-8}$  мм рт.ст. проводилось облучение всех мишеней ионами азота. Измерялась активность мишеней за время порядка периода полураспада ожидаемых изотопов. В спектре активности обнаружена  $\gamma$ -линия с энергией 1369 кэВ, соответствующая изотопу  $Na^{24}$ . Идентификация изотопа  $Na^{24}$  в облученной мишени из углерода свидетельствует о том, что энергия ускоренных ионов азота превышала пороговую энергию 1,4 МэВ/нукл.

Кроме того, было зарегистрировано образование изотопа  $Cu^{59}$  в реакции  $N^{14} (p, n) Cu^{59}$ . Пороговая энергия ионов азота для этой реакции 2,1 МэВ/нукл., таким образом, энергия ускоренных ионов азота оценивается как 1,5+2 МэВ/нукл.

Принимая энергию ионов азота равной 1,5 МэВ/нукл., по измерениям наведенной активности можно оценить число ионов, ускоренных в одном кольце. Оценки интенсивности ускоренных ионов по активности различных мишеней примерно совпадают и дают  $(5 \pm 2) \cdot 10^{11}$  ионов в цикле. Полученные параметры ускоренного ионного пучка соответствуют расчетным.

Убедительным доказательством ускорения ионов коллективным способом является измеренная в эксперименте зависимость выхода ядерных реакций от загрузки кольца ионами на мишени из дейтерия, облучаемой при различных значениях вакуума в камере. Результаты измерений, представленные на рис.3, интерпретируются следующим образом. При очень малых загрузках электронного кольца ионами (вакуум  $2 \cdot 10^{-8}$  мм рт.ст.) ионы не удерживаются электрическим полем кольца и не захватываются в режим ускорения. Области давлений  $(3+5) \cdot 10^{-8}$  мм рт.ст. соответствует оптимальный режим ускорения ионов. При дальнейшем увеличении числа ускоренных ионов энергия их падает. Уменьшение энергии ионов до значений, близких к пороговым для выбранной реакции, приводит к уменьшению наведенной активности мишени, несмотря на рост интенсивности ионного пучка. При давлениях в камере  $8+9 \cdot 10^{-8}$  мм рт.ст. энергия ионов становится ниже пороговой.

Кроме того, согласно расчетам, в этой области давлений и выше происходит зарядовая компенсация кольца и ускорение ионов срывается.

Срыв ускорения ионов на высоких давлениях использовался для проведения фоновых измерений. В геометрии, соответствующей измерению активности, наведенной ионным пучком, регистрировался выход реакции  $Cu^{63}(\gamma, n)Cu^{62}$ , связанной с тормозными  $\beta^-$ -квантами релятивистского электронного кольца и наличием большого количества меди в обмотке соленоида. Вносимая фоновой реакцией относительная ошибка измерений не превышала 10%.

При давлении остаточного газа  $2 \cdot 10^{-8}$  мм рт.ст. в камеру адгезатора добавлялись аргон и ксенон. Согласно расчетам, совместно с азотом должны были ускоряться ионы  $Az$  и  $Xe$ , у которых отношения  $\frac{Z}{A}$  заключены в интервале  $1/10+1/7$ . Зависимость выхода реакций от давления в камере с добавлением  $Az$  и  $Xe$  представлена на рис.3. Как видно из рисунка, утяжеление кольца при добавлении тяжелых ионов сказывается на выходе реакции на дейтериевой мишени: энергия ионов азота, ускоренных в кольце, при этом уменьшается и достигает порогового значения при меньшем давлении, чем в случае, когда ускорение ведется только при остаточном газе. Из рис.3 следует, что ионы аргона и ксенона ускоряются совместно с кольцом. С использованием имеющихся в камере мишеней были зарегистрированы выходы реакций  $Az^{40}+D^2 \rightarrow Az^{41}+p$  и  $Xe^{136}+D^2 \rightarrow Cs^{138}+n$ . Оценки интенсивности дают значения  $(2 \pm 1) \cdot 10^{11}$  ионов/цикл, что согласуется с парциальным давлением добавок тяжелых газов в камере адгезатора.

Подводя итоги, можно сделать вывод об эффективности коллективного ускорителя для ускорения тяжелых ионов. Набор энергии ускоренных ионов составляет 4 МэВ/нукл.м. Интенсивность легких ионов примерно равна  $5 \cdot 10^{11}$  и тяжелых  $2 \cdot 10^{11}$  в одном электронном кольце.

#### Л и т е р а т у р а

1. Саранцев В.П. и др., ОИЯИ, Р9-10053, Дубна, 1976.
2. Саранцев В.П. и др., ОИЯИ, Р9-10054, Дубна, 1976.
3. Александров В.С. и др., ОИЯИ, Р9-10118, Дубна, 1976.
4. Саранцев В.П. и др., ОИЯИ, Р9-10917, Дубна, 1976.
5. Перельштейн Э.А., Шевцов В.Ф., Шиннов Б.Г., ОИЯИ, Р9-10060, Дубна, 1976.
6. Перельштейн Э.А., Ширков Г.Д., ОИЯИ, Р9-11412, Дубна, 1978.
7. Долбиллов Г.В. и др., ОИЯИ, Р9-11191, Дубна, 1978.

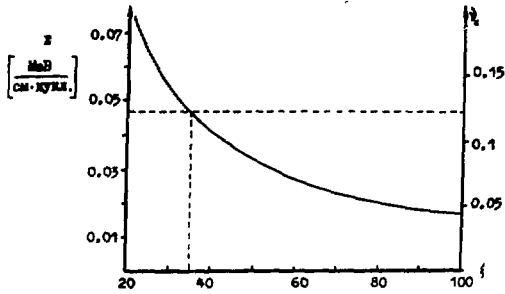


Рис.1. Расчетная зависимость набора энергии ионов от фактора ионной загрузки.

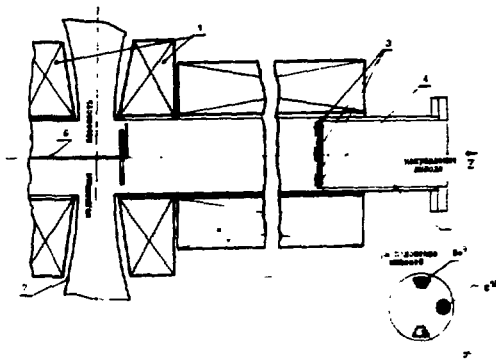


Рис.2. Схема экспериментальной установки.

1 - последняя ступень сжатия,  
2 - ускоряющий соленоид,  
3 - мишень, 4 - фотопластинка (сцинтиллятор), 5 - титановый стакан, 6 - зонд, 7 - вакуумная камера.

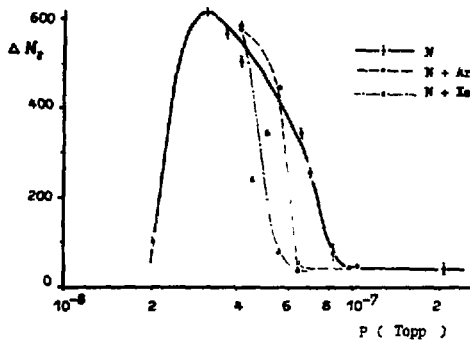


Рис.3. Зависимость активности, наведенной в дейтериевой мишени, от парциальных давлений азота, аргона и ксенона.



ГЕНЕРАЦИЯ БЫСТРЫХ ПРОТОНОВ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ГАЗ СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С КРУТЫМ ФРОНТОМ ИМПУЛЬСА ТОКА

А.А. Коломенский, В.М. Лихачев, И.В. Синильщикова, О.А. Смит

Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР, Москва

Прохождение сильноточного электронного пучка через газ низкого давления сопровождается при определенных условиях ускорением ионов газа. Энергия ускоренных частиц в несколько раз превосходит кинетическую энергию электронов, а число частиц в импульсе достигает значений  $10^{12} + 10^{13}$ .

Один из возможных путей повышения энергии ускоренных ионов связан с управлением скоростью распространения фронта электронного пучка посредством изменения крутизны импульса тока пучка.

Несмотря на то, что эксперименты по ускорению ионов ведутся в настоящее время на установках с широким диапазоном параметров пучка, имеющиеся экспериментальные данные не позволяют еще сделать определенных выводов о влиянии крутизны фронта тока пучка на процесс ускорения ионов.

На ускорителе "Импульс" ФИАН (I) нами проведены эксперименты по выяснению влияния крутизны импульса тока пучка на процесс ускорения ионов. Параметры пучка электронов следующие:  $E_e^{\text{макс}} = 1 \text{ МэВ}$ ,  $I_0 = 25 \text{ кА}$ ,  $\tau = 50 \text{ нс}$ ,  $\tau_{\phi} = 10 + 30 \text{ нс}$ . На рис. 1а приведена принципиальная схема эксперимента. Для изменения  $\tau_{\phi}$  изменялось расстояние между электродами в предимпульсном разряднике (2). При зазоре между электродами, равном 9 мм, длительность фронта импульса тока составляла  $\tau_{\phi} = 10 \text{ нс}$ . В случае, когда электроды замкнуты,  $\tau_{\phi} = 30 \text{ нс}$ . Дрейфовая камера диаметром 10 см и длиной  $\sim 100 \text{ см}$  изготовлена из нержавеющей стали и предварительно откачивалась до  $10^{-5} \text{ Тор}$ .

Для определения характеристик ионного пучка использовались независимые методы регистрации: метод пороговых ядерных реакций на  $D_2^9_4$  и измерения с помощью магнитного анализатора. Оба метода применялись одновременно. Для этой цели коллимирующие устройства магнитного анализатора были изготовлены из бериллия. При каждом цикле работы ускорителя одновременно с регистрацией ускоренных протонов на рентгеновской пленке, используемой в качестве детектора частиц в магнитном анализаторе, регистрировался также выход нейтронов в реакции  $D_2^9_4(\rho, n)D_2^9_5$ . На рис. 2 приведены результаты проведенных экспериментов. Из полученных данных видно, что верхняя граница по давлению, где еще существуют условия генерации быстрых протонов, смещается в сторону больших давлений. Срыв генерации наблюдается при давлении 0,6 Тор, вместо происшедшего ранее при 0,2 Тор при длительности фронта 30 нс. Эти результаты объясняются тем, что ускорение протонов прекращается, когда время ионизации становится меньше времени достижения током предельного значения  $I_{\text{пр}}$ , зависящего от параметров электронного пучка и геометрии дрейфовой камеры. В случае пучка с линейным фронтом импульса тока это означает

$$\tau_{\phi} \leq \frac{I_{\text{пр}}}{I_0} \tau_p,$$

где  $\bar{I}_0$  - максимальное значение тока установки,  $\tau_\phi$  - длительность импульса тока. Так как  $\tau_c \sim \frac{c \cdot c \cdot a \cdot s \cdot t}{p}$ , где  $p$  - давление газа, то зависимость между величинами  $\tau_\phi$  и  $p_{\text{макс}}$  для момента срыва генерации имеет следующий вид:

$$\tau_\phi \cdot p_{\text{макс}} = c \cdot c \cdot a \cdot s \cdot t = c_1.$$

Полученные экспериментальные данные подтверждают эту зависимость: при уменьшении длительности фронта в 3 раза верхняя граница по давлению возросла приблизительно в 3 раза. Влияние укорочения длительности фронта импульса тока, как показывают расчеты (3,4), сводится к понижению величины предельного тока и уменьшению скорости фронта пучка и, следовательно, к более длительному пребыванию иона в поле волны пространственного заряда. Максимальная энергия ускоренных протонов при длительности фронта импульса тока  $\tau_\phi = 10$  нс возросла до 3,5 МэВ, в ряде случаев она достигала 5 МэВ, вместо 2,7 МэВ при длительности фронта  $\tau_\phi = 30$  нс.

Нами были проведены также эксперименты по определению минимального значения тока установки, при котором возможно ускорение монов. Расчеты показывают, что в случае  $\tau_\phi \geq \tau_c$  величина  $I_{\text{пр}}$  определяется из следующего выражения:

$$I_{\text{пр}} = \frac{17 \mu\text{A} (\Gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{1 + 2 \ln R/2} \cdot \frac{2 \tau_\phi}{\tau_c},$$

где  $R$  - радиус дрейфовой камеры,  $r$  - радиус пучка электронов. На рис. 3 представлены результаты этих экспериментов. Из приведенных данных видно, что ускорение протонов наблюдается при токах  $I_a \geq 10$  кА. Расчетное значение тока при условиях нашего эксперимента, когда  $\tau_\phi = 30$  нс,  $\tau_c = 25 + 30$  нс, равно 8 кА.

С целью дальнейшего выяснения роли предельных токов на образование виртуального катода и сопутствующее этому процессу ускорение ионов были поставлены опыты с дрейфовой камерой сложного профиля (рис. 1б). Дрейфовая камера состояла из двух секций разного диаметра. Диаметр первой секции был равен  $D_1 = 10$  см, а ее длина  $L_1$  могла изменяться от 13 до 50 см. Диаметр  $D_2$  и длина  $L_2$  второй секции были соответственно равны 20 и 40 см. При фиксированных значениях параметров токового импульса, импульса напряжения и сорта газа ускорение ионов зависит от величины вакуумного предельного тока  $I_{\text{пр}}^B$ . Так как в нашем случае

$$\frac{I_{\text{пр}}^B(L_1)}{I_{\text{пр}}^B(L_2)} \sim 1,5,$$

то можно было ожидать образование виртуальных катодов в каждой секции дрейфовой камеры. Была проведена серия экспериментов, отличающихся условиями входа пучка электронов во вторую секцию дрейфовой камеры (рис. 1в).

Основные результаты проведенных экспериментов следующие:

1. В случае разделения секций толстой алюминиевой фольгой ( $\Delta x = 50$  мк) наблюдаются ускоренные протоны из 2-ой секции. Протоны, ускоренные в 1-ой секции, поглощаются в фольге.

2. Когда на входе во вторую секцию стоит алюминизированный майлар толщиной 5 мкм, интенсивность ускоренных протонов приблизительно удваивается.

3. Во всех случаях, приведенных на рис. 1в, максимальная энергия ускоренных протонов остается постоянной.

Полученные экспериментальные данные с разными значениями  $\tau_{\phi}$ , результаты по определению  $\Gamma_{\text{мин}}$  и эксперименты с дрейфовой камерой сложного профиля служат дополнительным доказательством в пользу модели, связывающей ускорение частиц с возникновением и динамикой отрицательной потенциальной ямы, образующейся при прохождении пучка электронов через газ низкого давления.

### Л и т е р а т у р а

1. А.А.Коломенский, В.Н.Иванов, В.М.Лихачев, И.В.Синильщикова, О.А.Смит. Труды II Симпозиума по коллективным методам ускорения. г.Дубна, 1976, стр.114.
2. А.А.Kolomensky, G.O.Mesky, B.N.Yablokov. Proc. 2-nd Int. Topical Conf. on High Power Electr. and Ion Beam Research and Technology, v.II, p.577 (1977).
3. А.А.Коломенский, М.А.Новицкий. ЖТФ, 46, 44 (1976).
4. R.B.Miller, D.J.Straw. J.Appl.Phys., 47, 1897 (1976).

Рис. 1. Принципиальная схема эксперимента; а/ случай камеры однородного диаметра, б/ случай камеры сложного профиля, в/ различные случаи инжекции электронного пучка.

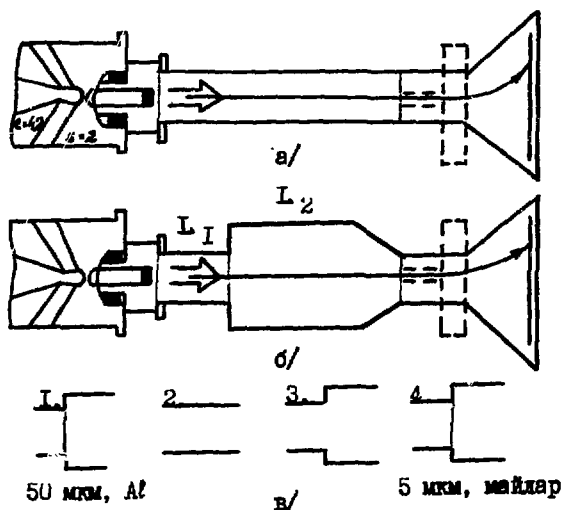


Рис. 2. Зависимость энергии ускоренных протонов от давления газа в дрейфовой камере. о - экспериментальные данные при  $\tau_c = 30 \text{ нс}$ , x - экспериментальные данные при  $\tau_c = 10 \text{ нс}$ .

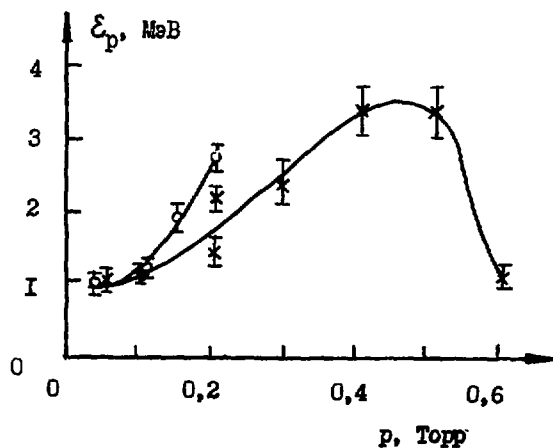
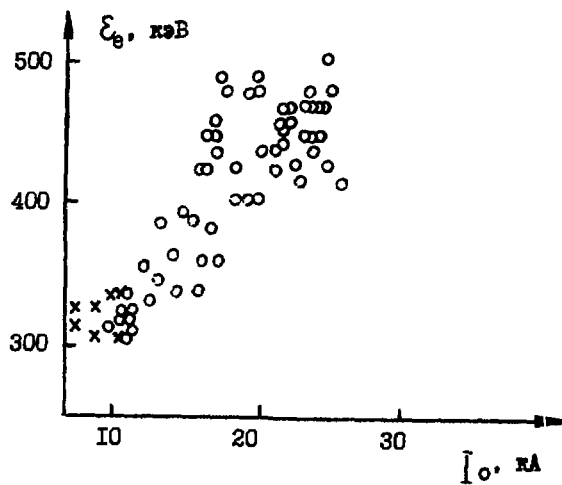


Рис. 3. Область ускорения протонов при оптимальном давлении.  $\circ$  - случаи наличия генерации ионов,  $\times$  - случаи отсутствия генерации ионов.



## КОЛЛЕКТИВНОЕ УСКОРЕНИЕ ИОНОВ В СИСТЕМЕ С ИЗОЛИРОВАННЫМ АНОДОМ

В.М.Быстрицкий, А.Н.Диденко, Я.Е.Красик, В.С.Лопатин, В.И.Подкатов

НИИ ядерной физики при Томском политехническом институте

Перспективы использования интенсивных пучков и сгустков ускоренных ионов для целей УТС<sup>/1/</sup> и целого ряда физических задач<sup>/2/</sup> определяют интерес многих лабораторий к получению таких пучков. В последние четыре года интенсивно разрабатываются несколько подходов к этой проблеме, а в том числе и коллективное ускорение ионов в системах с изолированными электродами, с помощью которого получены весьма обнадеживающие результаты<sup>/3/</sup>. Простота устройств, реализующих коллективное ускорение ионов этим методом, его высокая эффективность с одной стороны, и в то же время - отсутствие полного понимания процессов, приводящих к ускорению ионов, и активного управления ими, - с другой стимулируют проведение дальнейших исследований в этом направлении.

Нами были выполнены эксперименты по исследованию ускорения протонов в вакууме по схеме, предложенной в работах<sup>/5,6/</sup> на электронных сильноточных ускорителях "Тонус" и "Вера" со следующими параметрами в согласованном режиме:  $V=1 \text{ МэВ}$ ,  $I=40 \text{ нА}$ ,  $T=50 \text{ нс}$ ,  $V=0,4 \text{ МэВ}$ ,  $I=60 \text{ нА}$ ,  $T=80 \text{ нс}$ .

Экспериментальная схема включала в себя сильноточный ускоритель, нагруженный на электронную пушку с острым вольфрамовым катодом и диэлектрическим анодом, вакуумированную трубу дрейфа  $\phi 300 \text{ мм}$  и длиной  $L=350 \text{ мм}$ , в которой устанавливались заанодные электроды и мишень. Заанодные электроды представляли собой капролоновые или латунные диски  $\phi 200 \text{ мм}$  и толщиной  $3 \text{ мм}$  с центральным отверстием  $\phi 50 \text{ мм}$ , в котором устанавливались полые цилиндры  $L=25 \text{ мм}$  с внутренним отверстием  $\phi 40 \text{ мм}$ , выполненные из диэлектрика (оргстекло) или латуни. Мишень, как и заанодные электроды, заземлялась или изолировалась от корпуса ускорителя (см. рис. 1а,б). Заземленная мишень устанавливалась на металлическом торце трубы или коллекторе цилиндра Фарадея (ЦФ). Параметры импульсов ускорителей, а также электронного

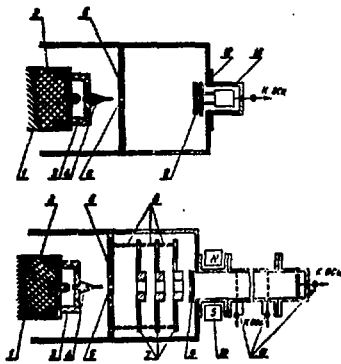


Рис.1. Принципиальная схема установки.

пучка измерялись с помощью ШОТ (шунт обратного тока) пушки, емкостного делителя напряжения пушки, ЦФ и пробного спектрометра. Энергия электронов пучка в проведенных экспериментах равнялась 850 и 360 кэВ. для "Тонуса" и "Веры" соответственно. Ускоренные ионы регистрировались пролетными пробниками, пролетно-пробным спектрометром и ядерно-физическими методами. Сброс электронного пучка на выходе в пролетную трубу осуществлялся постоянным магнитом с напряженностью поля 900 Э.

Измерение нейтронного выхода и активации мишеней в ядерных реакциях  $\text{Sm}^{63,65}$  (P,П)  $\text{Zn}^{63,65}$ ,  $\text{Li}^7$ (P,П)  $\text{Be}^7$  позволяют

определять количество протонов с энергией выше соответствующего порога. Нейтроны регистрировались серебро-активационным счетчиком, расположенным в парафиновом замедлителе и защищенном от рассеянного излучения борированным парафином. Калибровка счетчика осуществлялась на месте с помощью стандартных Po-Be и Cf<sup>252</sup> источников. Регистрация свечения заанодной плазмы производилась фотокамерой РТК-5. При выполнении экспериментов по исследованию влияния зарядного импульса для его подавления использовались диэлектрические вставки между катодом и катододержателем, изготовленные из оргстекла или капролона длиной 2-10 см. В некоторых экспериментах на ускорителе "Вера" использовался вакуумный предразрядник, установленный в пушке на катододержателе с варьируемым вакуумным зазором.

В первой группе экспериментов исследовалось ускорение протонов в системе с одиночным анодом без заанодных электродов (рис.1а). Изменяемыми параметрами являлись расстояние анод-катод (А-К), анод-мишень (А-М), величина вакуумного зазора предразрядника или расстояние по поверхности диэлектрической вставки, материал, диаметр, толщина анодного диска, радиальное расстояние по его поверхности до заземленных деталей, диаметр анодного отверстия, вакуум в системе.

Необходимо отметить плохую повторяемость результатов от сброса к сбросу ускорителя при неизменных внешних условиях. В связи с этим полученные результаты и зависимости носят в большей части интегральный характер. В среднем, протоны с максимальными энергиями  $E_p = (6-8) E_e$  регистрировались в 10 % сбросов ускорителя, а с энергией  $E_p = 0,5 E_{p, \text{макс}}$  в 70-80 % сбросов. Основные результаты этой группы экспериментов, насчитывающей  $\sim 10^3$  событий, можно свести к следующему:

1. Максимальный выход протонов на ускорителе "Тонус" с энергией в диапазоне  $1,9 \leq E_p \leq 2,3 \text{ МэВ}$ , что соответствует  $E_p = 2,4 E_e$  при наличии зарядного импульса составил  $10^{14} \pm 3 \cdot 10^{13}$ . (Соответствующий выход нейтронов в реакции  $\text{Li}^7(\text{P}, \text{П}) \text{Be}^7 = 10^9$ ).

2. Введение диэлектрической вставки или вакуумного предразрядника приводит к увеличению энергии протонов до  $E_p = (6-8) E_e$  (для "Тонуса"  $E_p \leq 5 \text{ МэВ}$ , для "Веры"  $E \leq 3 \text{ МэВ}$ ) при соответствующем выходе нейтронов в реакции  $\text{Si}^{63,65}(\text{P}, \text{П}) \text{Zn}^{63,65} = 2 \cdot 10^8$ .

3. Ускорение протонов реализуется на длине до 6 см от анода. Ускоренные протоны движутся несколькими банчами (2,3 и более).

4. В заанодной области при наличии заземленной мишени электронный пучок транспортируется с хорошей эффективностью, что свидетельствует о высокой степени его пространственной нейтрализации ( $f_e \approx 2-3/\gamma^2$ ). Замена заземленной мишени изолированной приводит к уменьшению выхода протонов с энергией выше пороговой до уровня фона.

5. В импульсах с максимальными выходами нейтронов наблюдалось минимальное разрушение центральной вставки анода. В оптимальных условиях анод выдерживал 30-100 импульсов ускорителя. В некоторых экспериментах, независимо от расстояний А-К и А-М, наблюдался срыв пучка, регистрируемого ЦФ.

6. При взаимодействии РЭП с полостью дрейфа наблюдается генерация СВЧ.

Анализ осциллограмм, полученных при пролетно-пробегных измерениях, показал, что ускорение протонов начинается спустя 10-60 нс после приложения высоковольтного импульса напряжения к катоду пушки. Этот вывод сделан на основании рис.2, где приведены гистограммы экспериментально измеренных и рассчитанных времен, соответствующих: а) моменту пробоя диэлектрического анода, идентифицированному по резкому скачку тока на ЦФ; б) началу ускорения протонов различ-

ных энергетических групп; в) появлению импульса тормозного излучения РЭП при бомбардировке корпуса трубы дрейфа.

Сравнение времен пробоя диэлектрического анода и, соответственно, момента прохождения РЭП в заанодное пространство с началом ускорения протонов различных

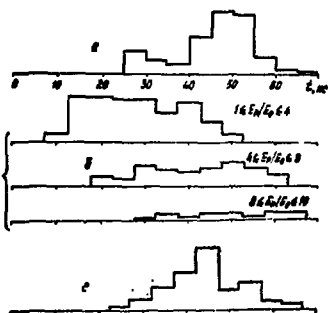


Рис. 2. Гистограммы времен соответствующих: а - моменту пробоя диэлектрического анода; б - началу ускорения протонов различных энергетических групп; в - появлению импульса тормозного излучения РЭП.

энергичные протоны начинают ускоряться в более поздние моменты времени. Необходимо отметить, что полученные результаты не свидетельствуют в пользу концепции глубокой стационарной ямы, формирующейся в прианодной области.

В наших экспериментах более предпочтительным является механизм ускорения ионов, связанный с волнами пространственного заряда, возникающими в заанодной области в результате банчировки электронного пучка при пробое по поверхности диэлектрического анода и последующих осцилляциях его потенциала. Этому представлению соответствует наблюдение нескольких банчей, нескольких импульсов тормозного излучения и генерация СВЧ.

Увеличение энергии ускоренных протонов с подавлением зарядного предимпульса и уменьшением его длительности согласуется с  $c^{10/}$  и свидетельствует о существенном влиянии со-

стояния А-К зазора (т.е. степени его зарядовой нейтрализации, плотности предимпульсной плазмы в нем) на момент пробоя диэлектрического анода и эффективность дальнейшего ускорения ионов, т.е. на возможность захвата ионов в режим ускорения волнами пространственного заряда или движущимся виртуальным катодом<sup>17/</sup>.

Во второй группе экспериментов, проведенных только на ускорителе "Вера", изучалось ускорение протонов при расположении в заанодном пространстве электродов (изолированных или заземленных), а также заземленных полых усеченных конусов с двумя различными углами раствора ( $\alpha_1=30^\circ$ ) ( $\alpha_2=20^\circ$ ) с диаметром большого основания 200 мм. Как и в первой группе экспериментов, выходы и энергия ускоренных протонов были подвержены большим флуктуациям. Выходы с максимальной энергией регистрировались в первом-втором срабатывании из серии.

Основные результаты этой группы экспериментов сводятся к следующему:

1. При введении дополнительных электродов средняя энергия ускоренных протонов возрастает на величину  $E_p=(2-3) E_e$  на один электрод.

2. Максимальные энергии протонов  $E_p=14E_e$  ( $E_p=4,5$  МэВ) были получены при размещении в заанодной области 3-х заземленных металлических электродов, расположенных на расстоянии 80 мм друг от друга.

3. При расположении в заанодной области заземленных конусов регистрировались протоны с энергией  $E_p = 10E_e$ .

4. При расположении между заземленными электродами изолированных электродов наблюдаемые энергии протонов лежали в тех же интервалах, что и в случае с заземленными электродами.

На рис. 3 представлены области наблюдаемых энергий протонов в зависимости от количества заанодных электродов (заземленных). Видно, что добавление 3-го электрода по сравнению с добавлением второго электрода оказыва-

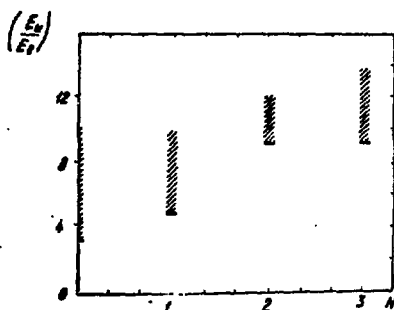


Рис. 3. Зависимость энергии протонов от количества анодных электродов.

ется менее эффективным и не увеличивается нижнего значения наблюдаемой энергии ускоренных протонов.

На основании полученных результатов может быть сделан вывод о существовании механизма дополнительного ускорения протонов, предварительно ускоренных в прианодной области, работающей на конечной длине; таким образом, 3-й электрод оказывается вне области синхронного движения ускоряющих полей и протонов.

В заключение авторы выражают благодарность А.И.Арбузову, В.Г.Толмачевой за большую помощь в проведении измерений, Ю.Г.Мшкову, К.И.Усову за полезные обсуждения и дискуссии по результатам экспериментов.

#### Л и т е р а т у р а

1. C.L.Olson, SAND 76-0292, Sandia Laboratories, February 1976.
2. J.Eden et al., NRL Memorandum Report 3761, April 1978.
3. J.Golden, G.A.Kapetanakis, S.I.Marsh, S.J.Stephanakis, Phys.Rev.Lett., v.38, 1977.
4. S.Humphries Jr., C.Eichenberger, R.N.Sudan, Cornell Univ. LPS 217, 1977.
5. J.S.Luce, Annals of New York Acad. of Science, N251, p.2171, 1975.
6. G.T.Zorn, H.Kim, C.N.Boyer, IEEE Trans. on Nuclear Sci. NS-22, N3, p.1006, 1975.
7. G.T.Zorn, H.Kim, C.N.Boyer Proc. of 2-nd Inter. Conf. on Elec.Beam Res. and Tech., v.2, p.347-367, Albuquerque, New Mexico, 1976.
8. И.З.Глейзер, А.Н.Диденко и др. Труды НИИ ЯФЭА, в.4, с.6-9, 1974.
9. А.И.Арбузов, В.М.Быстрицкий и др. Труды III Всесоюзного Сов. по сверхточной импульсной электронике, Томск, июнь 1978.
10. H.Kim, 2-nd Top.Conf. on High Power Elect. and Ion Beam Res. and Tech. October 3-5, Cornell Univ., Ithaca, New York, 1977.



## ВЗАМОДЕЙСТВИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С БОЛЬШИМ $\gamma$ С ПЛОТНОЙ ПЛАЗМОЙ

А.К.Березин, И.А.Гришаев, В.П.Зейдлиц, В.А.Киселёв,  
Б.Г.Сафронов, Я.Б.Файнберг, Г.Д.Фурсов

Харьковский физико-технический институт АН УССР

За последние годы в большом количестве теоретических и экспериментальных работ [1-3] показано, что для увеличения эффективности взаимодействия релятивистских электронных пучков (РЭП) с плазмой необходимо использовать моноэнергетические пучки с малой угловой расходимостью. Так как получение высокоэнергетических моноэнергетических пучков является трудной задачей, то для исследования процессов такого взаимодействия нами были использованы пучки с небольшим током ( $\sim 1\text{А}$ ), но с высокой степенью моноэнергетичности, малым угловым разбросом  $\Delta\theta$  и большим релятивистским фактором  $\gamma = (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-1/2}$ .

При исследовании взаимодействия релятивистского электронного пучка, энергия которого была 2 МэВ ( $\gamma = 5$ ), с плотной плазмой нами были обнаружены anomальные потери энергии пучка, ускорение части электронов пучка на 200 КэВ по сравнению с первоначальной энергией, электромагнитное излучение с длиной волны  $\lambda \sim 1$  мм и рентгеновское излучение с минимальной энергией  $\sim 15$  КэВ, локализованное в узкой области взаимодействия [3]. Кроме того, была показана зависимость эффективности взаимодействия от величины тока пучка и ширины функции распределения электронов пучка по энергиям.

Согласно теории, потери энергии релятивистского пучка при взаимодействии с плазмой должны возрастать при увеличении энергии пучка ( $\Delta W \sim \gamma^2$ ). Для получения такого пучка использовался линейный ускоритель электронов ЛУ-40, разработанный в ХФТИ АН УССР. Параметры пучка следующие: энергия - 20 МэВ, ( $\gamma = 40$ ), ток в импульсе  $\sim 1\text{А}$ , длительность импульса  $\sim 10$  нс, угловая расходимость  $\Delta\theta \leq 2,5 \cdot 10^{-3}$ , диаметр пучка  $\sim 1$  см. Источник плазмы - коаксиальная плазменная пушка. Плотность плазмы менялась в пределах от  $10^{15}\text{см}^{-3}$  до  $10^{17}\text{см}^{-3}$ . Геометрические размеры плазменного образования: диаметр  $\sim 3$  см, длина  $\sim 15$  см. Схема установки аналогична описанной в работе [3].

В экспериментах измерялся ток пучка и энергетические спектры электронов пучка без плазмы и прошедших через плазму, а также изучалось рентгеновское излучение из области взаимодействия пучка с плазмой. Энергетические спектры снимались с помощью магнитного анализатора с точностью не хуже 4%.

На рис.1 приведены осциллограмма тока пучка, прошедшего через плазму плотностью  $n_p < 5 \cdot 10^{15}\text{см}^{-3}$ , а также энергетические спектры электронов пучка без плазмы и прошедшего через плазму. При этой плотности эффективность взаимодействия невелика, наблюдается потеря энергии пучка и незначительное количество ускоренных электронов.

При увеличении плотности плазмы до значения  $n_p \sim 5 \cdot 10^{15} + 10^{16}\text{см}^{-3}$  значительно уменьшается ток пучка, прошедшего через плазму (рис.2), а в энергетическом спектре наблюдается увеличение энергии значительной части электронов пучка на 1,0 - 1,5 МэВ по сравнению с первоначальной.

При плотности плазмы  $n_p \sim (2-4) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  через плазму проходит только 15% электронов пучка (рис.3). При этом максимум энергетического спектра прошедших электронов смещается на 4 МэВ в сторону увеличения энергии по сравнению с первоначальным.

При плотности плазмы  $n_p \sim 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  пучок через плазму практически не проходит.

Исследования рентгеновского излучения показали, что оно наблюдается из области плазменного образования только в момент прохождения пучка через плазму. При этом сигнал рентгеновского излучения хорошо коррелирует во времени с потерями тока пучка. При максимальной плотности плазмы, когда ток пучка практически исчезает, амплитуда сигнала рентгеновского излучения максимальна и длительность его составляет 8-9 мкс. При уменьшении плотности плазмы до значения  $n_p \sim 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  амплитуда рентгеновского сигнала уменьшается незначительно, но его длительность составляет 5-6 мкс. Существенно уменьшается интенсивность рентгеновского излучения при плотности плазмы  $n_p \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Максимальная энергия этого излучения в зависимости от плотности плазмы меняется от 40 до 90 кВ, а импульсная интенсивность его составляла  $\sim 10^5 \text{ Р/см}^2 \cdot \text{с}$ . Область излучения, как показали измерения полупроводниковым датчиком, не превышает 10 см по длине. Так как на этой длине электроны пучка приобретают энергию 4 МэВ, то можно сделать вывод, что в результате коллективного взаимодействия моноэнергетического РЭП с плотной плазмой в ней возникает электрические ВЧ-поля с напряжённостью не ниже 400 кВ/см. Об этом свидетельствуют как ускоренные электроны пучка, так и наличие рентгеновского излучения с энергией до 90 кэВ из области взаимодействия, происхождение которого, по-видимому, объясняется нагревом электронов плазмы в таких полях.

При уменьшении импульсного тока пучка до значения 0,03А последний проходил через плазму без существенных потерь энергии.

Приведенные экспериментальные данные показывают, что эффективность коллективных взаимодействий моноэнергетического пучка с малой угловой расходимостью увеличивается с ростом плотности плазмы. Полезно, что при увеличении энергии пучка до 20 МэВ по сравнению с пучком, энергия которого 2 МэВ, аномально большие потери энергии пучка, с одной стороны, и ускорение электронов, с другой, сохраняются. Это свидетельствует о важной роли коллективных эффектов и в этой области энергий РЭП.

Следует отметить, что в данных экспериментах выполняется большинство условий, необходимых для существования гидродинамической стадии плазменно-пучкового взаимодействия. Об этом свидетельствует выполнение условия моноэнергетичности пучка  $\frac{\Delta V}{V} \approx 10^{-5}$  (с малым угловым разбросом), высокая эффективность взаимодействия, хорошее совпадение расчётной и экспериментальной длин релаксации пучка в плазме.

Однако теория накладывает жёсткие требования на продольный градиент плотности плазмы, которым условия данного эксперимента не отвечают. Кроме того, расчётные ВЧ-поля, могущие возникнуть в плазме при взаимодействии с таким пучком, значительно меньше полученных в эксперименте.

Поэтому для окончательного выяснения процессов, ответственных за такой аномально большой обмен энергией между РЭП и плазмой, необходимы дополнительные теоретические и экспериментальные исследования с привлечением эффектов накопления энергии и эффектов переходного излучения.

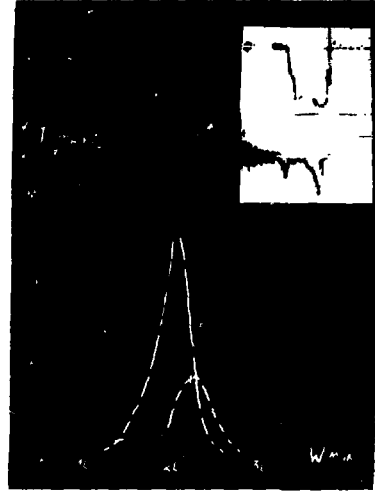
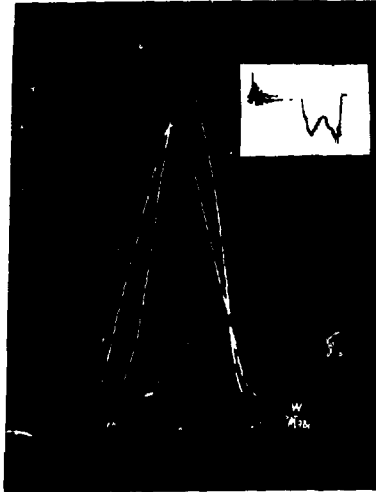


Рис. 1. Осциллограмма тока пучка, прошедшего через плазму ( $n_p < 5 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$ ). Энергетические спектры пучка:  $\times$  - без плазмы,  $\circ$  - прошедшего через плазму.

Р и с. 2. Ток пучка без плазмы (верхняя осциллограмма). Ток пучка, прошедшего через плазму с  $n_p \sim 10^{16} \text{см}^{-3}$  медиого через плазму (нижняя осциллограмма). Энергетические спектры пучка:  $\times$  - без плазмы,  $\circ$  - прошедшего через плазму.

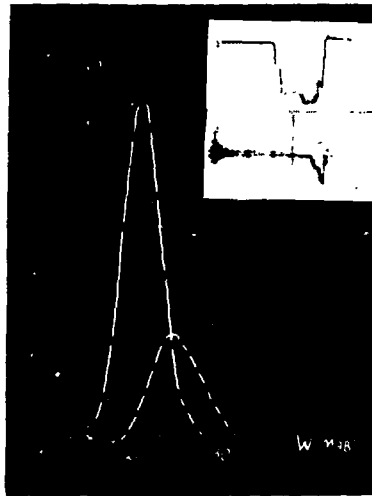


Рис. 3. Ток пучка без плазмы (верхняя осциллограмма). Ток пучка, прошедшего через плазму с  $n_p \sim (2+4) \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$  (нижняя осциллограмма). Энергетические спектры пучка:  $\times$  - без плазмы,  $\circ$  - прошедшего через плазму.

## Л и т е р а т у р а

1. Фейнберг Я.Б., Шапиро В.Д. К нелинейной теории взаимодействия релятивистского пучка с плазмой. Сб. "Взаимодействие заряженных частиц с плазмой". Киев, Изд-во "Наукова думка", 1965, стр.92-103.
2. Фейнберг Я.Б., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. К нелинейной теории взаимодействия с плазмой "монохроматического" пучка релятивистских электронов. ЖЭТФ, 1969, том.57, вып.3(9), стр.966-977.
3. Киселёв В.А., Березин А.К., Фейнберг Я.Б. Взаимодействие моноэнергетического релятивистского электронного пучка с плотной плазмой. ЖЭТФ, том.71, вып. 1(7), 1976, с.193-202.

## К ТЕОРИИ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ ЦИКЛОТРОННОЙ ВОЛНОЙ В ПРЯМОЛИНЕЙНОМ РЭП

К.В.Ходатаев

Московский радиотехнический институт АН СССР

В работе [1] была высказана идея о возможности резонансного ускорения ионов в поле медленной циклотронной волны, распространяющейся по прямолинейному пучку релятивистских электронов. Медленная циклотронная волна - волна с отрицательной энергией может быть возбуждена до необходимой амплитуды как с помощью внешних устройств, так и в процессе развития неустойчивости этой волны в присутствии ионного пучка [2]. Фазовая скорость циклотронной волны  $\beta_c$  зависит от напряженности внешнего магнитного поля  $H$ , так что зависимость  $H(z)$  можно определить график ускорения  $\beta_c(z)$ .

Однако диапазон изменения  $\beta_c$  ограничен.

Используя для описания движения электронного пучка по радиусу уравнение для среднеквадратичного радиуса типа уравнения отгибшей [3], можно записать условие равновесия, около которого совершается волновое движение

$$\beta^2 = \frac{\psi + [\psi^2 + \psi^2(1-2\psi)]^{1/2}}{\psi^2} \approx \begin{cases} \frac{(1-2\psi)^{1/2}}{\psi}, & \psi \gg 1 \\ \frac{1+\sqrt{2}}{\psi}, & \psi = 1 \\ \frac{2\psi}{\psi^2}, & \psi \ll 1 \end{cases} \left\{ \frac{\psi}{(1-2\psi)^{1/2}}, \right. \quad (1)$$

и дисперсионное соотношение для медленной циклотронной волны

$$\omega = k\beta^e c - \frac{\Omega_1}{\gamma^e} F(\psi, \Psi) \quad (2)$$

$$F(\psi, \Psi) \equiv \frac{\Psi}{2} \left[ 1 + \frac{2\psi}{\beta^2 \psi^2} + \frac{3\psi^2(1-2\psi)}{\beta^4 \psi^4} \right]^{1/2} \approx \begin{cases} \Psi, & \Psi \gg 1 \\ \Psi \frac{(2+\sqrt{2})^{1/2}}{1+\sqrt{2}}, & \Psi = 1 \\ \Psi/\sqrt{2}, & \Psi \ll 1 \end{cases} \left\{ \frac{\psi}{(1-2\psi)^{1/2}}, \right.$$

где  $\omega$  - частота возмущения

$$\beta = \frac{R}{R_1}, \quad \psi = \frac{H}{H_1}, \quad \Omega = \frac{eH}{mc^2},$$

$$\Psi = M^e \alpha^e \frac{2c^2}{\Omega_1^2 R_1^2}, \quad \alpha^e = 1 - \frac{\sum N^i}{N^e} \gamma^e e^2 (1 - \beta^e \beta^i) \quad (R^{i2} \ll R^{e2}),$$

$$M^e = \frac{N^e e^2}{\gamma^e mc^2}$$

- $N^{i,e}$  - погонные концентрации ионов и электронов,
- $\beta^{i,e} c$  - продольные скорости ионного и электронного пучка,
- $c$  - скорость света,
- $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ,
- $-e, m$  - заряд и масса электронов,
- $R^{e,i}$  - равновесное значение среднеквадратичного радиуса пучков.

Индексы 1 и 2 обозначают величины, соответствующие началу и концу ускорения.

Из (1) видно, что при

$$\psi \approx \frac{\varphi}{\sqrt{1-2\varphi_1}} \quad (3)$$

происходит смена зависимости  $\rho \sim \psi^{-1/2}$  на зависимость  $\rho \sim \psi^{-1}$ , что может быть интерпретировано как потеря равновесия (хотя формально это не так). Поэтому в качестве нижнего предела для магнитного поля следует принять (3). Тогда вследствие (2) в интересующем нас случае ионного резонанса

$$\omega = K\beta^i \quad (4)$$

имеем для предельной энергии

$$\gamma_2^e = \gamma^e \frac{1+a}{\sqrt{1+\gamma^{e2}(2+a)}}, \quad (5)$$

$$a = \gamma_2^e \frac{\beta^e \beta^i}{\beta_1^i} \approx \frac{\beta^e}{\beta_1^i} \frac{2\mathcal{J}^e}{2\mathcal{J}^e + \gamma^{e2}\beta^e} \quad (\text{если } \beta_1^i \ll \beta^e)$$

$\mathcal{J} \equiv \mathcal{J}\beta/M$  - ток пучка.

Поскольку возмущения с волновым числом  $K$ , превышающим обратный равновесный среднеквадратичный радиус пучка  $R^e$ , практически не поддаются внешнему контролю, то на начальном участке ускорения волновое число ускоряющей волны должно по крайней мере не превышать этот порог. Поэтому зависимость (5) предполагает выполнение условия

$$K_1 R_1 = 1,$$

так что

$$\beta_1^i = \frac{\omega R_1^e}{c}.$$

Зависимость (5) (рис.1) показывает, что сильноточные низковольтные пучки не имеют перспективы для получения ионов субрелятивистских энергий.

Уравнение движения ионов в поле циклотронной волны может быть записано в виде

$$\frac{d\mathcal{X}^i}{d\mathcal{Z}} \approx \frac{1}{\mathcal{Z}_0} \frac{1-\beta^e \beta^i}{\beta^e \beta^i} \frac{r}{R^e}, \quad (6)$$

где

$$\mathcal{Z}_0 = R_1 \frac{M}{\mathcal{Z} m} (\beta_1^i \gamma^e c)^{-1},$$

$eZ, M$  - заряд и масса ионов,

$c$  - косинус равновесной фазы,

$r$  - амплитуды возмущения радиуса пучка.

В схеме  $ARA[1]$  предлагается обеспечивать условие

$$\frac{r}{R^e} \sim \frac{\beta^e \beta^i}{1-\beta^e \beta^i}, \quad (7)$$

чтобы иметь постоянный темп ускорения.

Однако выполнение (7) не всегда возможно и, кроме того, в интересах увеличения среднего темпа при прочих равных имеет смысл набрать наибольший возможный темп на каждом участке ускорения, что обеспечивается при  $r/R^e \sim 1$  независимо от  $\mathcal{Z}$ . В этом случае решение (6) имеет вид (рис.2)

$$\mathcal{Z}/\mathcal{Z}_0 = \gamma^e \beta^e \sqrt{\gamma^{i2}-1} + \gamma^e \beta^e - \gamma^e (\arctg \frac{\sqrt{\gamma^{i2}-1}}{\gamma^e} + \arctg \frac{\gamma^i}{\gamma^e \beta^e}) / \gamma_1^i. \quad (8)$$

При

$$\beta_1^i \ll 1 \quad \gamma^i - 1 \approx \frac{1}{2} (3 \frac{\mathcal{Z}}{\mathcal{Z}_0} + \beta_1^i)^{2/3}. \quad (9)$$

Из условия обеспечения продольной устойчивости ионных сгустков, захваченных волной, следует, что случайные отклонения фазовой скорости циклотронной волны от расчетного значения, неадиабатические по отношению к фазовым колебаниям ионов, должны удовлетворять неравенству

$$\frac{\Delta \beta_c}{\beta_c} = \frac{\Delta \gamma^e}{\gamma^e} + \frac{\Delta H}{H} + \dots \ll \frac{\mathcal{Z} m}{M} \frac{\gamma^e}{\gamma^{i2} \beta^{i2}}. \quad (10)$$

Граница неравенства показана на рис.3.

Полученные ограничения позволяют заключить, что:

1. В однокаскадной схеме возможно достижение нерелятивистских значений энергии ионов. В качестве приемлемого варианта ускорителя на циклотронной волне можно рекомендовать устройство с параметрами

$$\gamma_2^i = 1,1; \quad J^i = 0,003; \quad \gamma_2^e = 1,001$$

$$\gamma^e = 3; \quad J^e = 1;$$

$$R_1^e = 1 \text{ см}, \quad Z_2 = 10^3 \text{ см}$$

$$\frac{\Delta \beta_c}{\beta_c} < 10^{-3}$$

$$H_1 < 5 \text{ кЭ}, \quad H_2 = 0,3 \text{ кЭ}.$$

Средний темп ускорения - 10 МэВ/м·нуклон.

2. Применением двух и более каскадов можно было бы достигнуть энергии 1 ГэВ на дистанции 100 м при условии обеспечения  $\Delta \beta_c / \beta_c < 10^{-4}$ , что представляется проблематичным.

### Л и т е р а т у р а

1. M.L.Sloan, W.E.Drummond, Phys.Rev.Lett., 31, 1231, 1974.
2. Индюков В.П., Панченко И.П., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. Письма в ЖЭТФ, 20, 153, 1974. Физика плазмы, 2, 775, 1976.
3. E.P.Lee, P.K.Cooper, Part.Accel., 7, 83, 1976.

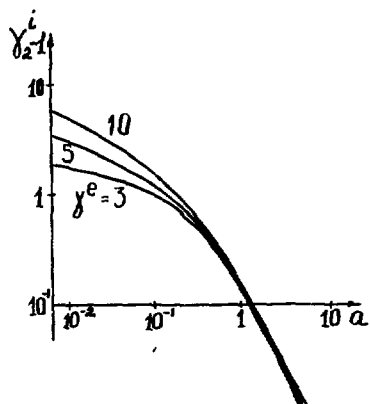


Рис. 1.  
Зависимость предельной энергии ионов  $\gamma_2^{i-1}$  от величины  $a$ .

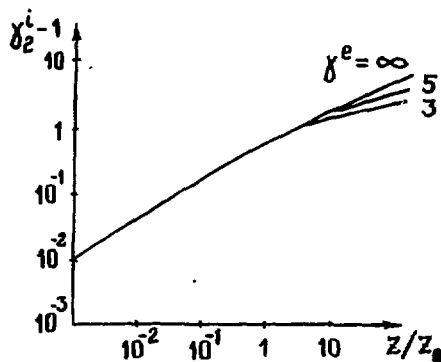


Рис. 2.  
Зависимость энергии ионов  $\gamma_2^{i-1}$  от безразмерной длины ускорителя  $z/Z_0$ .

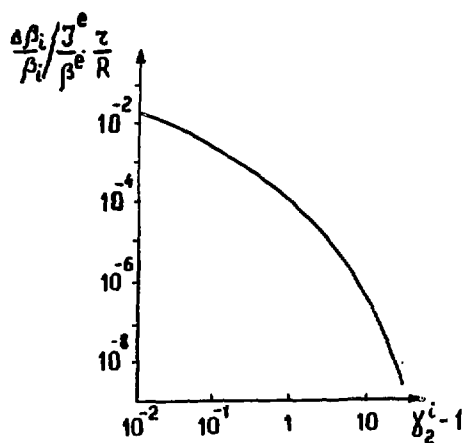


Рис. 3.  
 Граница области продольной устойчивости ионных сгустков, захваченных волной по отношению к случайным неадиабатическим отклонениям фазовой скорости циклотронной волны от расчетного значения.



ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА УСКОРЕНИЯ ИОНОВ  
НЕЛИНЕЙНОЙ ЦИКЛОТРОННО-ФОКУСИРОВОЧНОЙ ВОЛНОМ

Ю.В.Рудяк, К.В.Ходатаев

Московский радиотехнический институт АН СССР

Одной из перспективных идей высокочастотного резонансного коллективного ускорения является идея ускорения ионов в поле циклотронной волны, возбуждаемой в прямолинейном релятивистском электронном пучке [1]. Фазовая скорость волны поддерживается в резонансе с тяжелыми ионами. Возбуждение волны может осуществляться как внешними устройствами [1], так и в процессе развития ее неустойчивости в присутствии ионного пучка [2]. Наиболее полно теория процессов развития неустойчивости, захвата и ускорения ионов с учетом возможного возбуждения паразитных мод приведена в [2]. При всей своей полноте охвата эта работа имеет ряд существенных ограничений:

1) циклотронная волна рассматривается в линейном приближении; 2) предполагается, что электронный пучок с однородной невозмущенной плотностью занимает все сечение трубы дрейфа; 3) не учитывается влияние ионного пучка на дисперсионную характеристику волны; 4) кинетика ионов рассматривается в одностороннем приближении (влияние ионного движения на циклотронную волну осуществляется учетом отбора энергии ионами); 5) используется квазипериодическое приближение. Другими словами, исследуется случай ускорения очень малого ионного тока волной малой амплитуды.

Чтобы исследовать вопрос о предельном ионном токе и темпе ускорения в таких системах мы применили модель, свободную от указанных ограничений. В этой модели поперечное движение электронного пучка описывается уравнением отгибавшей для среднеквадратичного радиуса  $R$  [3] в моноскоростном квазистационарном приближении, а продольное движение ионного пучка - уравнением Власова, которое решается методом крупных частиц. Электрическое поле объемного заряда электронного и ионного пучков определяется из уравнения Пуассона. В качестве начальных и граничных условий задаются

$$R(t, z=0), \frac{\partial R}{\partial z}(t, z=0), f^i(\beta^i, z, t=0), \\ f^i(\beta^i, z=0, t), \frac{\partial \varphi}{\partial z}(z=0, t, z) = 0, \varphi(z=l, t, z) = 0$$

( $t$  - время,  $z$  - радиальная и продольная координаты,  $\beta^i c$  - скорость ионов,  $f^i$  - фазовая плотность ионного пучка,  $\varphi$  - электростатический потенциал). Задается также зависимость внешнего магнитного поля от  $z$ .

В реальных условиях не представляется возможным возбуждать требуемую моду циклотронной волны с малой длиной волны по  $z$  [4]. Поэтому при построении модели использовалось условие  $\kappa R \ll 1$ .

Во всех приведенных ниже вариантах счета принято

$$R(t, z=0) = R_1 + \delta R \sin \omega t, \quad \delta R \ll R_1, \\ \frac{\partial R}{\partial z}(t, z=0) = -\delta r \cos \omega t, \\ f^i(t=0, \beta^i, z) = a, f^i(t, \beta^i, z=0) = \sqrt{\delta}(\beta^i - \beta_1^i),$$

$$H_z(z) = \begin{cases} H_0, & z < z_0 \\ H_0 / \sqrt{1 + \rho(z - z_0)}, & z > z_0, \end{cases}$$

( $R_1$  - равновесный радиус электронного пучка при  $z = 0$ ,  $V^{e,i}$  - погонный заряд электронного и ионного пучков,  $\omega$  - частота возмущения). Параметры системы следующие

$$\begin{aligned} \Gamma^e &= 0,565, \quad \gamma^e = 3, \quad R_1 = 1 \text{ см}, \quad \beta = 5 \text{ см} \\ H_0 &= 3,2 \text{ Кл}, \quad \omega = 0,88 \Omega_0, \quad z_0 = 35 \text{ см} \end{aligned}$$

радиус ионного пучка - 1 см, энергия инжекции ионов - 1 МэВ, эмиттанс электронного пучка - 0,2 рад · см. На рис. 1-2 изображена зависимость  $R(z)$  и фазовая плоскость ионного пучка спустя некоторое время после начала инжекции ионов, а также приведены значения изменяемых параметров (темп ускорения и отношение погонных концентраций  $\gamma^i \gamma^2 / \gamma^e$ ). Вариант 1 (рис. 1а) соответствует приближениям, используемым в работе [2], и в основном подтверждает ее качественные выводы, хотя коэффициент захвата ионов в нашем расчете несколько меньше ( $\sim 0,6$ ). Увеличение ионного тока до величины, близкой к  $\sqrt{\beta^i / \gamma^2}$ , приводит к быстрой раскачке волны большой амплитуды. В варианте 2 (рис. 1б), где темп изменения фазовой скорости тот же, что и в варианте 1, но ионный ток в 10 раз больше, относительная амплитуда колебаний, определяемая как

$$\theta = \frac{R_{\max} - R_{\min}}{R_{\max} + R_{\min}},$$

составляет величину 0,75 вместо 0,15. При этом коэффициент захвата равен 0,76. Варианты 3-4 (рис. 2а, б) соответствуют более высокому темпу ускорения, при котором нельзя использовать квазипериодическое приближение, а также нельзя рассматривать циклотронную волну в линейном приближении, так как при этом ошибки в фазовой скорости могут достигать 20%. Видно, что в этом случае система предъявляет более серьезные требования к оптимизации стартового участка (где происходит возбуждение неустойчивости и захват ионов), а также участка ускорения. Хотя захваченные частицы еще не вышли из синхронизма (что видно из рис. 3) смещение равновесной фазы к  $\pi/2$  показывает, что при дальнейшем ускорении синхронизм нарушается. Это согласуется с тем, что при  $\partial H / \partial z \approx 0$  закон изменения магнитного поля должен быть близок не к  $H \sim z^{-1/2}$ , а к  $H \sim z^{-2/3}$ .

Разработанная модель процесса не учитывает возможности нарушения азимутальной симметрии. Поэтому этот вопрос требует отдельного изучения.

#### Л и т е р а т у р а

1. M. L. Sloan, W. E. Drummond, Phys. Rev. Lett., 31, 1251, 1974.
2. В. П. Индыкул и др. Ф. П., 2, 5, 775, 1976.
3. E. P. Lee, P. K. Cooper, Part. Accel., 7, 85, 1976.
4. К. В. Ходатаев, В. Н. Игнатович, Доклад на 3 международной конференции по коллективным ускорителям заряженных частиц, США, 1978.

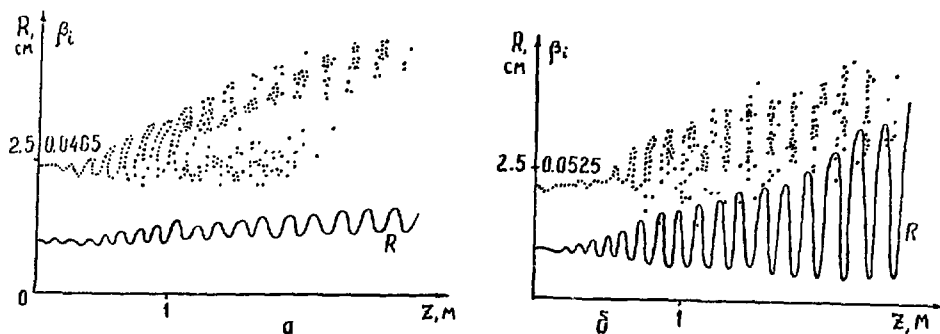


Рис. 1. Фазовая плоскость  $(Z, \beta^i)$  и зависимость  $R(z)$  для темпа ускорения  $1 \text{ МэВ/м}$  через  $1300 \text{ нс}$  после начала инжекции  
 а) отношение погонных плотностей  $\nu_i/\nu_e = 0,125 \gamma^{-2}$ ,  
 б) отношение погонных плотностей  $\nu_i/\nu_e = 1,25 \gamma^{-2}$ .

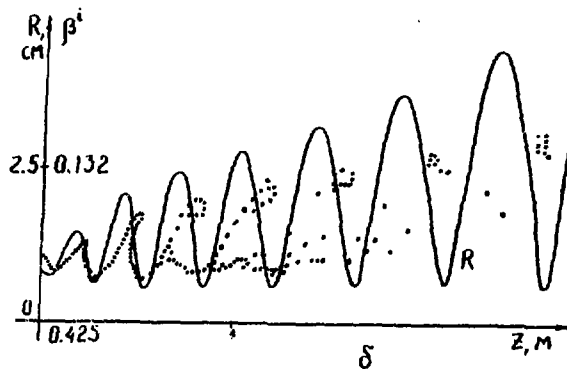
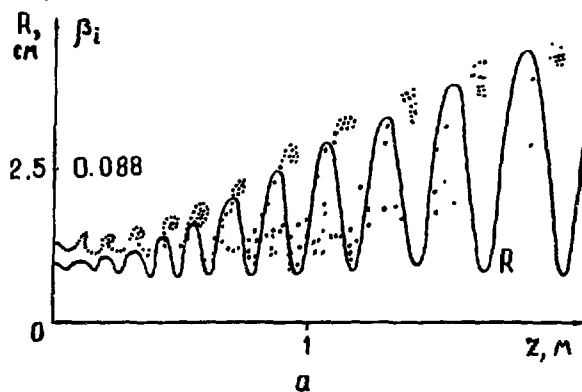


Рис. 2. Фазовая плоскость  $(Z, \beta^i)$  и зависимость  $R(z)$  для темпа ускорения  $5 \text{ МэВ/м}$  через  $860 \text{ нс}$  после начала инжекции  
 а) отношение погонных плотностей  $\nu_i/\nu_e = 0,625 \gamma^{-2}$ ,  
 б) отношение погонных плотностей  $\nu_i/\nu_e = 1,25 \gamma^{-2}$ .

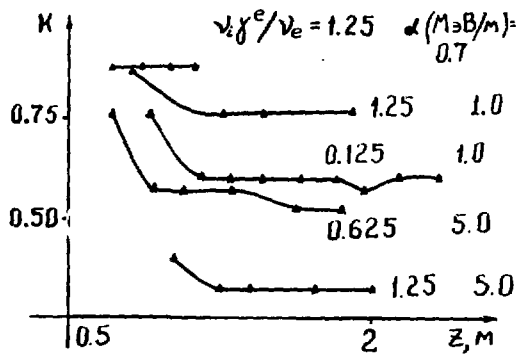


Рис. 3. Зависимость коэффициента захвата ионов  $\kappa(z)$  для различных темпов ускорения и отношений погонных плотностей.

## ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ СТАДИИ ЦИКЛОТРОННО- ФОКУСИРОВОЧНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Н.Е.Розанов, К.В.Ходатаев

Московский радиотехнический институт АН СССР

Среди идей, высказанных В.И.Векслером применительно к предложенной им концепции коллективного ускорения [1], привлекает внимание указание на возможность ускорения ионных образований, обтекаемых релятивистским электронным потоком. Важным свойством такого процесса является самосогласованное поддержание синхронизма между образованием и возбуждаемой им волной. Это свойство может проявиться и при ускорении периодической последовательности ионных образований [2]. При этом высокочастотное резонансное ускорение осуществляется в условиях, либо вовсе не требующих обеспечения резонанса волна - частица внешними усилиями, либо снижающих требования к их прецизионности. В качестве конкретного механизма, в котором могут обнаруживаться указанные свойства, была предложена циклотронно-фокусирующая неустойчивость [3]. Подробное обследование свойств этой неустойчивости с помощью линейного и слабонелинейного анализа показало, что наиболее благоприятным для возможного наблюдения самосинхронного ускорения движения является случай, когда электронный пучок замагничен продольным магнитным полем величины того же порядка, что и магнитное поле пучка. Нелинейное волновое движение с захваченными частицами, фазовая скорость которого (а, следовательно, и скорость захваченных частиц) по мере распространения растет, было предложено называть для краткости "акселероном". Цель настоящей работы - продемонстрировать возможность существования акселерона.

Рассматривается бесконечный пучок релятивистских электронов, распространяющийся в экранирующей трубе, в общем случае удерживаемый в равновесии продольным магнитным полем и полем объемного заряда первоначально покоящегося ионного пучка. Продольная динамика ионов описывается уравнением Власова в одномерной трактовке, а поперечное движение электронного пучка в моноскопном приближении - уравнением для среднеквадратичного радиуса пучка которое отличается от уравнения "огibaющей" [5] введением члена  $2\delta_k dR/dt$  ( $k$  - волновое число возмущения), учитывающего затухание когерентных колебаний электронного пучка вследствие неизохронности движения отдельных частиц и фазового перемешивания. Система считается симметричной по азимуту и периодической по  $Z$  с периодом  $L = \frac{2\pi}{k}$ . Электромагнитное поле рассчитывается в стационарном приближении, движение ионов - нерелятивистское. Названная система уравнений в линейном приближении дает дисперсионное соотношение, совпадающее с точностью до формфактора с приведенным в работе [4] (при  $\delta_k = 0$ ). Можно убедиться, что при  $\delta_k \gg \frac{\omega}{kV_z}$  ( $\omega$  - характерная частота процесса,  $V_z$  - скорость электронов) учет затухания становится необходимым, а учет частот производных по времени в уравнении для  $R$ , напротив, несущественным.

Параметрами задачи считаются: энергия электронов  $\gamma m_e c^2$ , ток электронного пучка  $J = \mu_0 n_e c^2 / e$ , азимутальный момент и эмиттанс электронного пучка, пространственный период системы, радиус экранирующей трубы, радиус ионного пучка, величина внешнего продольного магнитного поля, погонная плотность не-

возмущенного ионного пучка. Условия периодичности:

$$R(z, t) = R(z+L, t), \quad f(\beta^i, z, t) = f(\beta^i, z+L, t),$$

$f$  - функция распределения ионов,  $\beta^i c$  - скорость ионов,  $c$  - скорость света. Начальное условие:

$$f = (v_{i0} + \Delta v \cdot \cos kz) \cdot \delta(\beta^i - 0), \quad |\Delta v| \ll v_{i0},$$

$v$  - погонная плотность заряда ионов в единицах погонного электрона. На рис. 1а и б показаны результаты расчета 2-х типичных вариантов: фазовый сдвиг и амплитуда первых гармоник возмущения радиуса пучка  $\delta$ , и ионной плотности  $v_i$ . В первом из них (рис. 1а) магнитное поле и затухание равны нулю, равновесие обеспечивается выполнением условий Беннета,  $v_{i0} = \mu/\gamma$ , и, что важно, введена расстройка:  $\kappa/\kappa_0 = 0,9$  ( $2\pi/\kappa_0$  - период собственных колебаний электронного пучка). Линейный анализ показывает, что в случае расстройки ( $\kappa < \kappa_0$ ) система подвержена аперодической неустойчивости. Численный расчет подтверждает это положение и показывает, что на нелинейной стадии система входит в релаксационный режим, при котором  $\delta$ , и  $v_i$  синфазны. Как и предполагалось, в этом режиме невозможно наблюдать образование акселеронов.

Во втором варианте (рис. 1б) равновесие обеспечивается несильным магнитным полем,  $v_{i0} = 0,25\mu/\gamma$ ,  $\delta_i \neq 0$ , система поставлена в резонанс:  $\kappa = \kappa_0$ . Видно, что решение качественно отличается от первого случая. В соответствии с предсказанием линейной теории на линейной стадии неустойчивость носит колебательно-аперодический характер, при котором возможно в дальнейшем ожидать группирования ионов, и на развитой нелинейной стадии наблюдается волна приблизительно постоянной амплитуды с нарастающей во времени фазовой скорости. К моменту насыщения амплитуды происходит опрокидывание профиля волны в ионном пучке в фазовом пространстве (рис. 2а) и в дальнейшем - захват частиц и формирование акселерона (рис. 2б).

На рис. 3б видно, что после формирования акселерона средняя скорость захваченных ионов растет линейно, а доля захваченных ионов к общему их количеству составляет 0,5 и хотя и уменьшается со временем, но мало. Это свидетельствует об относительной устойчивости наблюдающегося акселерона. Важно отметить, что образование акселерона происходит в определенном диапазоне отношения  $v_{i0}\gamma/\mu$ . На рис. 3а показана зависимость доли захваченных частиц в акселероне от  $\alpha_2 = v_{i0}\gamma/\mu$  при прочих равных условиях. При  $\alpha_2 > 1$  акселероны не наблюдались.

Проведенный расчет свидетельствует в пользу гипотезы о возможности существования акселеронов - самоускоряющейся волны с захваченными частицами.

#### Л и т е р а т у р а

1. V.I.Veksler, Proc.Symp.CERN, 1, 80, 1956.
2. Ходатаев К.В., Цытович В.Н. Доклад на II международной симпозиуме по коллективным методам ускорения, Дубна, 1977.
3. Ходатаев К.В., Цытович В.Н. ФП, 2, 1976.
4. K.V.Khodataev, V.N.Tsyтович, Comments on plasma physics and thermonuclear research, 1977.
5. E.P.Lee, P.K.Cooper, Part.Accel., 2, 83, 1976.

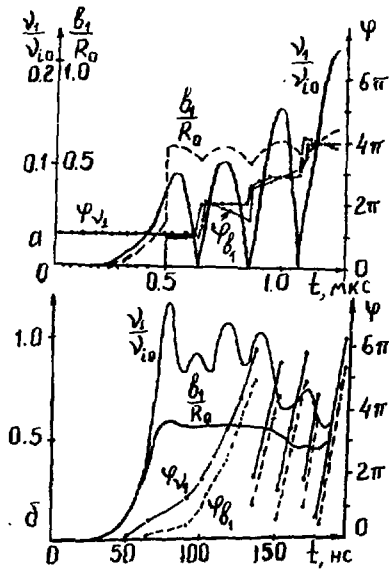


Рис. 1.  
Зависимость амплитуд  $b_1$  и  $v_1$  и фаз максимумов  $\varphi_{b_1}$  и  $\varphi_{v_1}$  пространственных гармоник возмущений радиуса электронного пучка и плотности ионов соответственно от времени ( $R_0$  и  $v_{i0}$  - равновесные значения)  
а)  $H_z = 0$ ,  $\kappa/\kappa_0 = 0.9$ ,  $v_{i0} = 0.7$ ,  $\delta_1 = 0$   
б)  $H_z \neq 0$ ,  $\kappa = \kappa_0$ ,  $v_{i0} = 0.25$ ,  $\delta_1 \neq 0$

Рис. 2.  
Фазовая плоскость ( $z, \beta_z^i$ ) и зависимость  $R(z)$ :  
 $t = 86$  нс - момент захвата ионов бегущей волной;  
 $t = 172$  нс - стадия ускорения.

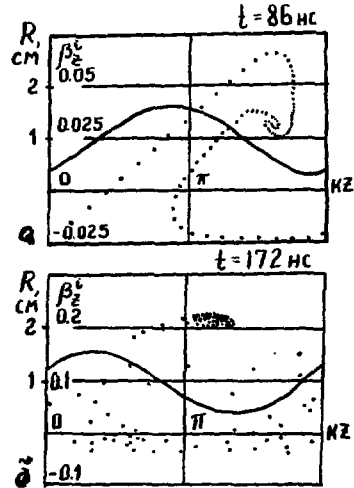


Рис. 2

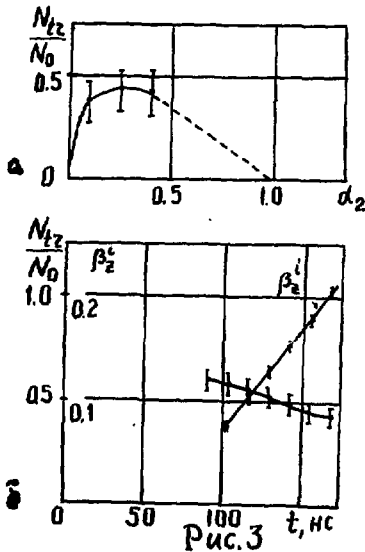


Рис. 3.  
Зависимость отношения захваченных ионов  $N_{tz}$  к общему их числу  $N_0$  от  $\alpha_2 = v_{i0} \delta / \mu$  и от времени и зависимость средней скорости захваченных ионов  $\beta_z^i$  от времени.

АДГЕЗАТОР (3) МОДЕЛИ КОЛЛЕКТИВНОГО УСКОРИТЕЛЯ  
РАБОТЫ ПО ЗАПУСКУ И ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО КОМПРЕССИИ ЭЛЕКТРОННОГО КОЛЬЦА

В.А.Буланов, Э.В.Волковвыский, И.Габанец, В.М.Жабицкий, Г.А.Иванов,  
И.Н.Иванов, А.К.Каминский, А.М.Каминская, В.В.Косухин, В.Б.Разин,  
В.П.Рашевский, А.А.Рашевская, В.П.Саранцев, Л.В.Светов, А.П.Сергеев,  
А.Д.Степанов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Одной из установок Объединенного института ядерных исследований, на которой ведутся работы по коллективному методу ускорения с электронными кольцами, является модель коллективного ускорителя<sup>1/</sup>. Она включает в себя линейный индукционный ускоритель ЛМУ-3000, камеру адгезатора (компрессора) с расположенными внутри вакуумного объема и создающими импульсное магнитное поле катушками системы компрессии кольца, ускоряющую систему с четырьмя "теплыми" резонаторами. На модели коллективного ускорителя в течение многих лет проводились эксперименты по исследованию формирования и компрессии электронных колец<sup>2/</sup>, по предварительному ускорению электронно-ионных колец в спадающем магнитном поле<sup>3/</sup>. Для повышения эффективности проводимых исследований по коллективному методу ускорения с электронными кольцами и увеличения надежности всей установки была произведена реконструкция модели коллективного ускорителя, и в настоящее время ведутся работы по ее физическому запуску.

Реконструкция ЛМУ-3000 в основном заключалась в увеличении электронного тока до 300 А и обеспечении его проводки по тракту ЛМУ. Источником тока служит электронная пушка с оксидным катодом. Конструкция пушки показана на рис.1. Анод пушки изготовлен из титана и является элементом вакуумной металлической камеры. На катод пушки подается импульс напряжения 300 кВ, при этом величина тока, снимаемого с катода, составляет 300-320 А с длительностью импульса электронного тока 200 нс. Потери на аноде составляют не более 5%. Размеры пучка на выходе из анодного отверстия 25-28 мм. Среднее время службы катода в ЛМУ-3000 составляет 1,5-2 месяца. Для транспортировки пучка применяется система секционированных катушек, создающих постоянное магнитное поле по тракту ЛМУ. Величина этого поля доведена в настоящее время до 650 Э, что позволяет проводить пучок по всему тракту ускорителя до входа в адгезатор с эффективностью 85%. Полная энергия ускоренного электронного пучка 2 МэВ. Цикличность работы ЛМУ-3000 колеблется от 0,2 до 50 Гц и не ограничивает цикличность работы модели коллективного ускорителя в целом.

Наиболее существенным переделкам подвергалась камера адгезатора, хотя ее специфика - размещение катушек системы компрессии внутри вакуумной камеры - сохранялась. вновь созданный компрессор, который получил наименование адгезатора (3), представляет собой вакуумную камеру, выполненную в виде цилиндра из нержавеющей стали толщиной 12 мм и внутренним диаметром 1300 мм с пристыковываемыми к цилиндру торцовыми стенками, расстояние между которыми 1000 мм (рис.2). Катушки системы компрессии крепятся консолью на торцевых стенках камеры. В отличие от ранее используемой на модели камеры, в которой "съемным" элементом являлась верхняя крышка камеры, в адгезаторе (3) "съемными" элементами являются торцовые стенки, которые с помощью специальной тележ-



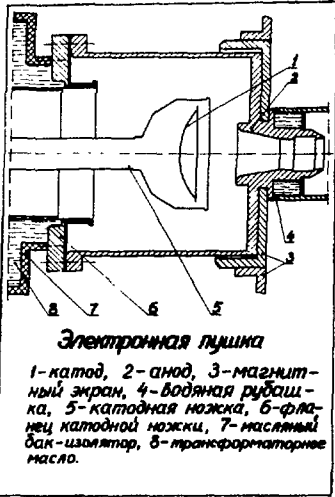


Рис. 1. Схема источника электронов ускорителя ЛМУ-3000.

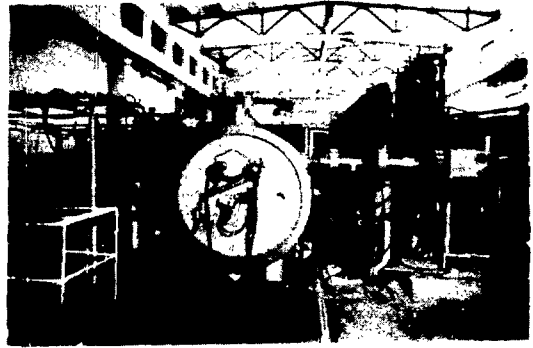


Рис. 2. Вид адгезатора (3).



Рис. 3. Разборка адгезатора (3).

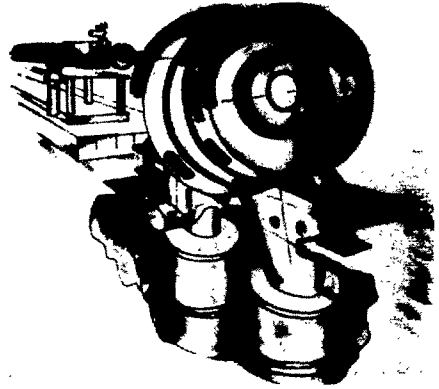


Рис. 4. Схема расположения вакуумных насосов.

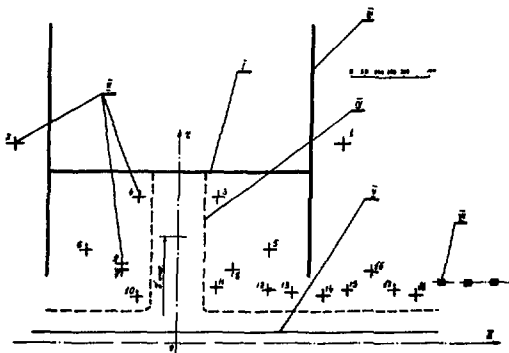


Рис. 5. Схема адгезатора. I - обечайка камеры, II - катушки магнитной системы, III - торцевые стенки адгезатора, IV - внутренний экран, V - труба, VI - соленоид ускоряющей системы.

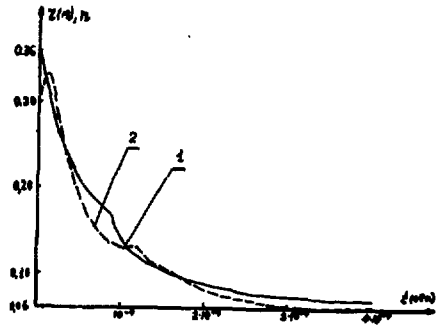


Рис. 6.  $R, n$ -траектории в режиме компрессии.

ки при сборке и разборке камеры откатываются по закрепленным на полу рельсам (рис.3). Выбранная конструкция адгезатора (3) обеспечивает быстрый и простой доступ к центральной части камеры.

В адгезаторе (3) предусмотрены два вакуумных объема: внутренний и внешний. Откачка внешнего вакуумного объема производится через два крайних в обечайке отверстия, а центральное отверстие используется для откачки внутреннего вакуумного объема. Насосы расположены под камерой в специальном помещении ниже уровня пола (рис.4). Для уменьшения величины азимутальных искажений импульсного магнитного поля системы компрессии в откатных отверстиях расположены в азимутальном направлении медные шины, имеющие электрический контакт с обечайкой и обеспечивающие "замкание" вихревых токов в стенках обечайки камеры. В центральной части камеры имеются два шанпоута, симметрично расположенных относительно медианной плоскости. На них будет крепиться вакуумная камера, разделяющая внутренний и внешний вакуумные объемы.

Адгезатор (3) будет работать в режиме сжатия кольца 3 ступенями компрессии, обеспечивающими минимальный радиус  $r_{min} \sim 6$  см или в режиме сжатия и вывода при работе 4 ступеней компрессии ( $r_{min} \sim 5$  см). Две системы адгезатора - инъекции и первой ступени компрессии - были испытаны и экспериментально проверены на старой камере адгезатора. Результаты исследования этих систем были доложены на II Симпозиуме по коллективным методам ускорения<sup>/4/</sup>. Система инъекции - многооборотная, обеспечивает захват электронов в кольцо в результате быстрого выключения специального магнитного поля за время 100-150нс<sup>/5/</sup>. Время сжатия сформированного: после инъекции электронного кольца составляет 400 мкс. Схема расположения катушек магнитной системы и расчетные  $R$  и  $n$ -траектории приведены на рис.5 и 6 соответственно (подробно результаты расчета приведены в работах<sup>/6,7/</sup>). Для создания импульсного магнитного поля используются 4+8- витковые катушки, залитые в эпоксидный компаунд. Все катушки сжатия и выводной системы расположены во внешнем вакуумном объеме адгезатора (3), а внутренний вакуумный объем будет использоваться только для различных систем диагностики сжимающегося в нем электронного кольца. Катушки запитываются от генератора, обладающего следующими параметрами<sup>/8/</sup>: максимальный ток в импульсе  $I_{max} = 30$  кА, длительность импульса  $\tau = 500$  мкс на индуктивной нагрузке  $L_n = 160$  мкГ, накопительная емкость  $C_n = 160$  мкФ, форма импульса - полусинусоида. Из этих параметров вытекают требования к коммутатору:  $U = 30$  кВ,  $I_m = 30$  кА,  $W = 62$  кДж, рабочая частота  $f = 1$  кГц. В качестве коммутатора, удовлетворяющего поставленным требованиям, будут использоваться последовательно соединенные управляемый ртутный разрядник и диодный ограничитель. Разрядник, выдерживающий прямое напряжение, управляет моментом коммутации. Диодный ограничитель запирает обратный ток на время восстановления ртутного разрядника. Схема генератора тока представлена на рис.7. Как видно из схемы, в ней используется двойной перезаряд накопительной емкости. В качестве разрядника применены игнитроны (3 последовательно). Диодный ограничитель - кремниевые диоды (2 параллельно, 24 последовательно). Для выравнивания импульса напряжения каждый диод шунтирован емкостью 4 мкФ и одновременно малоиндуктивной емкостью 3 нФ. Защитная цепочка  $C_2, R_2$ , параллельная всему диодному ограничителю, служит для демпфирования колебаний в нагрузке в момент включения и обрыва тока. Цепочка  $L_2, D_2$  служит для перезарядки накопительной емкости. Дроссель  $D_2$  - безжелезный, индуктивность  $L_2 = 0,5$  Г. На рис.8 приведена осциллограмма импульса тока в нагрузке. Используемый генератор тока позволяет работать с цикличностью до 1 Гц. Первая ступень сжатия и генератор для нее прошли успешные испытания и обеспечили проведение

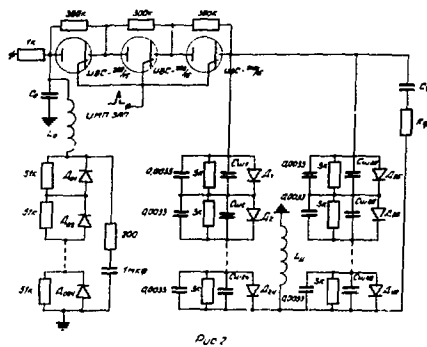


Рис. 7. Схема генератора тока.

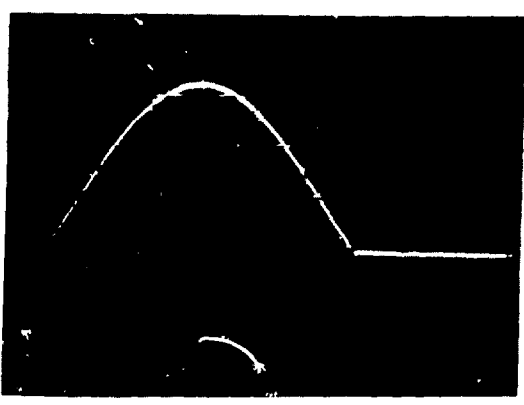


Рис. 8. Осциллограмма импульса тока.

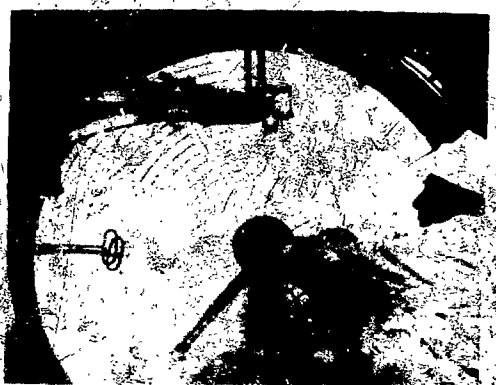


Рис. 9. Образец промежуточных экранов.

экспериментов с пучком на старом адгезаторе<sup>/6/</sup>. В настоящее время ведется монтаж систем питания для следующих ступеней сжатия. В начале 1978 года были проведены вакуумные испытания адгезатора (3) и получен в камере вакуум  $7 \cdot 10^{-8}$  Тор. Проведены магнитные измерения постоянного, "быстрого" магнитных полей и поля I ступени сжатия в новом адгезаторе.

Проведен этап экспериментов с пучком: осуществлена 4- оборотная инжекция и проведено сжатие в поле I ступени. Экспериментальная  $\lambda$  - траектория соответствует расчетной (рис.6).

На следующем этапе работ по запуску модели будут введены в эксплуатацию все ступени сжатия и выбран вариант внутренней вакуумной камеры, который должен обеспечить формирование и сжатие плотных электронных колец, пригодных для проведения намеченных исследований по коллективному методу ускорения с электронными кольцами. Внутренняя вакуумная камера должна удовлетворять следующим требованиям: обеспечить вакуум  $10^{-9}$  Тор, пропускать магнитное поле системы инжекции 2 МГц и экранировать собственное поле пучка с частотой  $\approx 100$  МГц. Таким требованиям могут, в принципе, удовлетворять экраны, показанные на рис.9. Их исследование уже началось на модели коллективного ускорителя в режиме формирования и сжатия электронных колец.

#### Л и т е р а т у р а

1. V.I. Veksler et al., Proc. of XI Internat. Conf. of High Energy Accelerators, Cambridge, 1967, p.289.
2. V.P. Partushny et al., Czechoslovak Journal of Physics, Vol. B26, p.1200 (1976).
3. В.П.Саранцев и др. ЖЭТФ, 60, 1980, 1971.
4. И.Габанец и др. Труды II Симпозиума по коллективным методам ускорения, стр. 47, ОИЯИ, Д9-10500, Дубна, 1977.
5. И.Габанец и др. Сообщение ОИЯИ, Р9-9729, Дубна, 1976.
6. В.А.Буланов и др. Труды II Симпозиума по коллективным методам ускорения, стр.51, ОИЯИ, Д9-10500, Дубна, 1977.
7. Ю.С.Дерендяев и др. Сообщение ОИЯИ, Р9-9140, Дубна, 1975.
8. Г.А.Иванов и др. ПТЭ, 5, 125 (1977).

**НОВЫЕ МЕТОДЫ УСКОРЕНИЯ (продолжение)**

**Председатель: А.Н. Диденко**

**Секретарь: В.Г. Новиков**

## СИЛЬНОТОЧНЫЕ УСКОРИТЕЛИ ЭЛЕКТРОНОВ И ИОНОВ

А.Н. Диденко

НИИ ядерной физики при Томском политехническом институте

Последние годы характеризуются быстрым развитием электронных и ионных высокоэнергетических ускорителей и их широким внедрением в различные отрасли науки и техники. В первую очередь такие ускорители представляют большой интерес для решения проблемы управляемого термоядерного синтеза. Именно поэтому на различных совещаниях и конференциях подробно обсуждаются возможности использования высокоэнергетических электронных и ионных пучков для решения следующих задач:

- 1) нагрева плазмы в открытых и замкнутых системах;
- 2) создания магнитных полей нужной конфигурации для удержания плазмы в открытых и замкнутых стационарных системах;
- 3) инерционного удержания и нагрева плазмы;
- 4) создания лазеров большой мощности, необходимых для лазерного термоядерного синтеза;
- 5) генерирования мощных СВЧ-колебаний, которые, наряду с другими применениями, могут представлять интерес для нагрева плазмы.

Кроме того, высокоэнергетические электронные пучки могут представлять большой интерес для коллективных методов ускорения и решения других задач <sup>1/</sup>. Все это вместе взятое объясняет тот факт, что многие лаборатории как у нас, так и за рубежом, в первую очередь в США, интенсивно занимаются физикой и техникой высокоэнергетических электронных и ионных пучков. Последнее направление особенно интенсивно развивается с 1973 г. после того, как в Корнелльском университете был получен пучок протонов с током 0,5 мА при энергии 100 КэВ в импульсе длительностью 50 нс. Интерес к ионным пучкам объясняется теми преимуществами, которые появляются при замене высокоэнергетических электронных пучков на ионные для решения проблем управляемого термоядерного синтеза с инерционным удержанием накачки лазеров и др. <sup>2,3/</sup>. Однако эти преимущества можно реализовать только тогда, когда эффективность преобразования подводимой к ускорителю энергии в энергию ионного пучка будет достаточно велика. Сложность генерации высокоэнергетических ионных пучков состоит в том, что в обычном диоде ионный ток в  $(M_i/Zm_e)^{1/2}$  меньше электронного. Поэтому для увеличения ионных пучков необходимо использовать один из следующих методов:

- 1) магнитную изоляцию поперечным внешним полем, шунтирующую электронную компоненту диода;
- 2) использование "самоиоляции" электронного потока в случае его сильной фокусировки (исследование образования "пинчей");
- 3) применение отражательных триодов и тетродов, обеспечивающих осцилляцию электронов, многократно проходящих через анод и тем самым увеличивающих ионный ток.

Как было показано в Корнелльском университете, интенсивный пучок ионов может быть получен путем, который полностью похож на способ, используемый для получения интенсивных релятивистских пучков электронов, но со следующим отличием:

Пространство внутри диода должно быть пронизано сильным поперечным магнитным полем так, чтобы силовые линии магнитного поля не пересекали анод-катодный промежуток в пространстве диода.

Источником ионов служит плазма, образующаяся при поверхностном пробое диэлектрического анода.

В первоначальном варианте было предложено ориентировать магнитное поле перпендикулярно направлению, разделяющему анод от катода. На первом этапе развития сильноточных ионных ускорителей кроме магнитоизолированных диодов и "пучечей" использовались также отражательные триоды <sup>4,5,6/</sup>. Отражательные триоды обладают рядом привлекательных особенностей. Они могут работать в широком диапазоне аксиальных магнитных полей, и получаемый в них ионный ток намного превышает величину ленгмюровского ионного тока. Однако такие ускорители обладают тем недостатком, что только половина ионного тока течет в нужном направлении и поэтому даже в идеальном случае эффективность не превышает 50%. Поэтому принимались различные попытки уменьшить ток ионов к реальному катоду и тем самым увеличить эффективность. Наиболее удачно это решается в системах, называемых отражательными тетродами <sup>7/</sup>(рис.1).

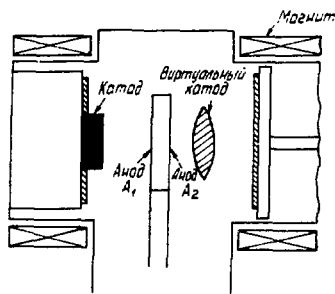


Рис.1 Отражательный тетрод.

Подбор толщины анодов и расстояний между ними позволяет повысить эффективность преобразования подводимой энергии в энергию ионного пучка до 100%. Другой отличительной особенностью тетродов является возможность получения ионных токов большой плотности ( $> 1 \text{ кА/см}^2$ ), особенно в коаксиальных конструкциях с использованием аксиальных магнитных полей.

Анализ работы отдельных лабораторий позволяет определить тенденции развития сильноточных электронных и ионных ускорителей:

1. Сооружение сверхмощных ускорителей, позволяющих генерировать в импульсе наносекундной длительности мощности  $\sim 10^{14}$  Вт.
2. Сооружение ускорителей, позволяющих генерировать импульсы микросекундной длительности.
3. Использование высокоэффективных накопителей энергии в качестве источников питания таких ускорителей.

Остановимся на этом более подробно. Сверхмощные ускорители необходимы для решения проблемы УТС на основе инерционного удержания плазмы, образующейся при сжатии и нагреве твердотельной мишени. К настоящему времени установлено, что энергия частиц должна быть  $\sim 1-2 \text{ МэВ}$ . Это означает, что для достижения требуемого уровня мощностей необходимо иметь токи  $\sim 100 \text{ МА}$ . Такие токи проще получить в многомодульном ускорителе, как это делается в ИАЭ в НИИ ЭФА при разработке проекта Антара-5 <sup>8/</sup> (50 модулей на энергию 2 МэВ и ток 1 МА каждый) или в лаборатории Сандиа (36 аналогичных модулей), хотя возможно и одномодульное исполнение ускорителей, предусматривающих всестороннее сжатие мишени.

Именно таким ускорителем является Прото-2, сооружаемый в лаборатории Сандиа ( $\xi = 1,5$  МэВ;  $I = 4,5$  МА;  $\tau = 20-80$  нс.), и ускоритель Тонус-2 НИИ ЯФ ТПИ ( $\xi = 1$  МэВ;  $I = 1,0$  МА;  $\tau = 60$  нс.).

Наиболее значительные результаты получены в последнее время по ионным пучкам. Так, в Корнелльском университете на ускорителе Нептун-С в коаксиальном диоде ток протонов с энергией 300 КэВ в анодовой области достигал 100 кА при плотности тока  $0,3$  кА/см<sup>2</sup>. В лаборатории Сандиа на установке "Термос" получен ионный ток 20 кА при энергии 4 МэВ. Впечатляющие результаты по ионным пучкам достигнуты в Военно-Морской лаборатории. Здесь на ускорителе "Тембл" при электронном токе 300 кА получен ионный ток 300 кА. Эти результаты получены в отражательных тетрадах коаксиальной конструкции.

НИИ ЯФ ТПИ является одной из организаций СССР, занимающихся получением сильнооточных ионных пучков, а также ускорением ионов в релятивистских электронных пучках. Экспериментальные работы ведутся в институте с 1974 года на сильнооточном ускорителе Тонус ( $I = 40$  кА,  $\xi = 1$  МэВ,  $\tau = 50$  нс) и специально построенном для программы ионных исследований ускорителе с водным накопителем ВЕРА ( $I = 60$  кА,  $U = 400$  кВ,  $\tau = 80$  нс). Эксперименты разделяются на два направления, а именно: генерация ионных пучков в системах типа триод и коллективное ускорение ионов в диоде с изолированным анодом. Как уже говорилось выше, в первом случае возможно получение больших токов ионов, но с энергией не больше приложенного напряжения к диоду, тогда как в последнем случае возможна генерация ионных пучков с меньшим током, но энергией, во много раз превосходящей энергию электронов.

Проведенные эксперименты с отражательным триодом показали сильную зависимость выхода ионов от толщины и материала анода, величины внешнего магнитного поля и анод-катодного расстояния. На ускорителе Тонус, работающем в реверсированном по полярности режиме ( $U_{\text{зарядное}} = 600$  кВ,  $I_{\text{диода}} = 40$  кА,  $\tau = 50$  нс), получен протонный ток 6 кА при 24 кА электронного тока, что соответствовало плотности тока  $90$  А/см<sup>2</sup>, а это более чем в 5 раз превышало значение плотности тока, вычисленное в предположении биполярного режима. Длительность ионного пучка равнялась 40-60 нс и характеризовалась большим энергораспределением с верхней границей 400 кэВ. На ускорителе ВЕРА при использовании анода из алюминиевой фольги толщиной 7 микрон был получен пучок ионов алюминия с током 2 кА. Для выяснения физики явлений, протекающих в диоде, кроме электро и ядерно-физической диагностики применялось фотографирование электронно-оптическим преобразователем. С целью увеличения долговечности анода (обычный анод выдерживает 1-2 срабатывания ускорителя) в отражательном триоде сотрудниками института был предложен и использован плазменный анод. Плотность ионного тока при работе с плазменным анодом составила  $60$  А/см<sup>2</sup>. Для повышения эффективности триода нами независимо от американских ученых была предложена схема тетрада, в которой эффективность генерации ионного пучка может достигать 100%.

Эксперименты по ускорению протонов в диоде с изолированным анодом дали максимальный выход протонов в импульсе  $10^{14} - 3 \cdot 10^{13}$  с энергией  $1,9$  МэВ  $< \xi_p < 2,7$  МэВ на ускорителе Тонус при энергии электронов  $0,8$  МэВ и токе  $18$  кА. При подавлении зарядного предимпульса было получено увеличение энергии протонов до  $\xi_p = 5$  МэВ, а выход протонов с энергией  $2,7$  МэВ  $< \xi_p < 5$  МэВ за импульс составил  $10^{13} - 3 \cdot 10^{12}$ . При увеличении параметра электронного пучка  $\sqrt{I}$  до 2 (для Тонуса  $\sqrt{I} < 1$ ) и уменьшении длительности и амплитуды предимпульса на ускорителе ВЕРА был получен выход протонов  $10^{13}$  с энергией  $1,8$  МэВ  $< \xi_p < 2,7$  МэВ при энергии электронов  $270$  кэВ. Введение дополнительных электродов (от 1



до 3) дало увеличение энергии протонов до  $\epsilon_p \leq 4,2$  МэВ, что в 14 раз больше чем энергия электронов. В ходе эксперимента были найдены оптимальные размеры анод-катодного расстояния, толщины и внутреннего диаметра отверстия анода. Эта работа, несмотря на оптимистические результаты, показала нестабильный характер ускорения ионов и необходимость дальнейших исследований. В дальнейшем предполагается ускорять ионные пучки на ускорителе Тонус-2. Соответствующий выбор формы анодов и катодов позволяет получить почти всестороннее обжатие мишени /9/ (рис.2).

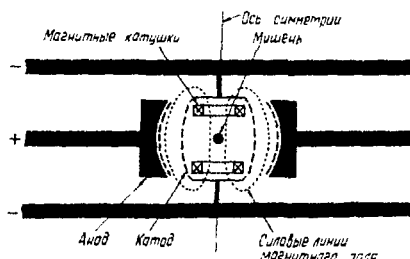


Рис.2 Сферический магнитно-изолированный диод.

Как уже отмечалось, для некоторых применений требуются ускорители на более высокие энергии.

Одним из наиболее эффективных путей повышения энергии сильноточных пучков является создание генераторов электронных и ионных релятивистских пучков на основе линейных индукционных ускорителей. Основным достоинством такого способа ускорения является то, что при связи по пучку в такой ускоряющей системе для достижения высоких энергий может использоваться сравнительно низкое напряжение (порядка 20–500 кВ) и поэтому нет принципиальных ограничений для увеличения энергии ускоренных частиц и использования таких систем для ускорения частиц (электроны, многозарядные ионы). В настоящее время существующие ЛИУ обеспечивают получение пучков со следующими параметрами: энергия электронов  $\epsilon = 0,5 - 30$  МэВ; ток пучка  $I = 10^2 - 10^6$  А; длительность импульса  $\tau = 5 - 1000$  нс, энергия пучка  $W = 10^5 - 10^6$  Дж /I/. При этом разброс по энергии составляет 0,5%, эмиттанс 2,5 см.мрад. Особенностью ЛИУ является то, что они позволяют генерировать импульсы с большой частотой повторения.

С 1976 года в институте ведется разработка ускоряющих систем ЛИУ для ускорителей с длительностью импульса 30–50 нс, с возможно большим темпом ускорения на единицу длины и током в несколько килоампер. На рис.3 показана принципиальная схема инжектора и ускоряющей секции ЛИУ, имеющей существенные отличия от разработанных в настоящее время. Можно отметить следующие ее особенности.

Во-первых, в качестве формирующих линий используется двойная полосковая линия, уложенная поверх ферромагнитных сердечников в спираль Архимеда. Это позволяет конструктивно объединить линию и индукционную систему в общий корпус и осуществлять коммутацию тока линии в одной точке, что улучшает характеристики системы и не требует дополнительных соединяющих кабелей.

Во-вторых, вакуумный тракт ускорителя выполнен в виде диэлектрической трубы с уложенной внутри спиральной индуктивностью. Это позволяет одновременно получить при запитке индуктивности током равномерное продольное поле фокусировки пучка, осуществить размагничивание сердечников и защитить диэлектрическую поверхность камеры от прямого воздействия электронного пучка.

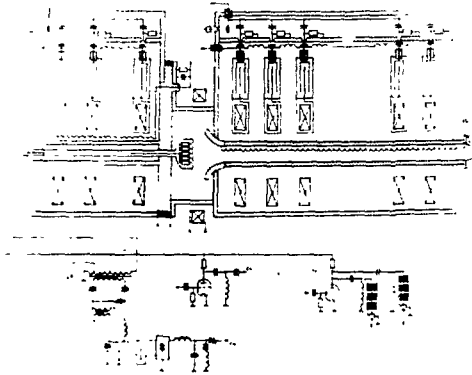


Рис.3 Принципиальная схема ЛИУ.

Проведенные испытания рассмотренной конструкции ЛИУ позволили при частоте 10 Гц получить пучок электронов длительностью 50 нс с током 1 кА при энергии 1 МэВ. В качестве коммутаторов использовались многоканальные разрядники тригatronного типа, работающие в атмосфере  $N_2$  при давлении 5–10 атм. В качестве эмиттирующей поверхности катода использовалась плазма, полученная в разряде по поверхности полиэтилена.

Выполненные исследования позволяют приступить к проектированию ЛИУ с током 5–10 кА при темпе ускорения 1,5+2 МэВ на метр длины. Предполагается получить конечную энергию электронов 3,5 МэВ с энергией пучка в импульсе 1,5 кДж и использовать электронный пучок в работах по генерации СВЧ-колебаний, активационному анализу и для других целей.

Следующим важным направлением является разработка сильноточных ускорителей микросекундной длительности. Такие ускорители электронов могут использоваться для генерации мощных СВЧ-колебаний микросекундной длительности. Что касается протонных ускорителей, то они могут представлять интерес с точки зрения формирования коротких ионных ступок путем их укорочения при программированном изменении формы высоковольтного импульса на диоде. Для таких ускорителей очень важной является проблема магнитной изоляции. Именно поэтому во многих лабораториях проводятся исследования характеристик коаксиальных диодов во внешних магнитных полях. Проведенные теоретические и экспериментальные исследования позволили определить оптимальную величину магнитного поля, необходимого для изоляции, и выявить особенности вывода сильноточных коаксиальных пучков.

К числу таких установок относятся ускоритель Тонус-2М ( $\xi = 1$  МэВ;  $I = 10$  кА;  $\tau = 3$  мкс).

Особенно большой интерес представляют ионные ускорители микросекундной длительности. Они представляют интерес и с точки зрения создания ионных колец для удержания высокотемпературной плазмы в открытых ловушках, и для инерционного удержания плазмы. В Корнелльском университете получены ионные пучки со следующими параметрами:  $\xi = 1$  МэВ;  $I = 15$  кА;  $\tau = 2$  мкс.

Для всех ускорителей, которые были рассмотрены выше, важной проблемой является создание высокоэффективных первичных накопителей энергии. Это объясняется тем, что на уровне десятков, а тем более сотен мегаджоулей, конденсаторные батареи становятся очень громоздкими. Поэтому в этих случаях целесообразно использовать индуктивные накопители.

Известно, что использование индуктивных накопителей энергии, отличающихся

высокими удельными показателями, позволяет получить сильноточные пучки с большой запасемой энергией при разумных весогабаритных показателях установок. Наиболее полно это преимущество реализуется при использовании в импульсных ускорителях сверхпроводящих накопителей энергии.

С 1976 года в институте проводятся работы по исследованию сверхпроводящих накопителей энергии и сверхпроводящих фольговых выключателей для целей коммутации больших токов.

На основе предварительных исследований и рассмотрения различных схемных и конструктивных вариантов ускорителей изготовлен модельный ускоритель с использованием сверхпроводящего индуктивного накопителя. Основной целью работы являлась отработка технологии изготовления накопителей на высокое напряжение и сверхпроводящих выключателей, а также исследование поведения электронного пучка длительностью в сотни микросекунд при напряжениях в 100 кВ в магнитных полях 30–50 кЭ. Электрическая схема ускорителя содержит низковольтный стабилизированный источник тока, генератор управляющих импульсов для переключения фольговых выключателей и расположенные в погруженной части стандартного криостата КТ-300 сверхпроводящий индуктивный накопитель энергии и сверхпроводящий выключатель. Ускоряющая система выполнена в виде коаксиального дюда и расположена непосредственно в магнитном поле индуктивного накопителя, которое обеспечивает магнитную изоляцию дюда. Сверхпроводящий выключатель изготовлен из ниобий-титановой фольги по специальной технологии, рассчитан в сверхпроводящем состоянии на ток 600 А и обеспечивает приемлемое тепловыделение при напряжении 100 кВ и длительности импульса до  $10^{-3}$  с. Основные параметры накопителя: критический ток обмотки – 1,3 кА, величина запасенной энергии – 60 кДж, величина магнитного поля в области ускоряющей системы при токе 1 кА – 35 кЭ.

Проведенные испытания отдельных узлов показали их работоспособность при номинальных параметрах. Проводка пучка в ускоряющем тракте и в поле накопителя позволяет утверждать о возможности получения мощных пучков длительностью в сотни микросекунд при напряжении в 100 кВ.

Таким образом, из изложенного следует, что сильноточные электронные и ионные пучки представляют большой интерес для различных отраслей науки и техники и что достигнутый уровень технологии изготовления позволяет сооружать ускорители с требуемыми параметрами.

#### Литература

1. А.Н.Лиденко, В.П.Григорьев, Ю.П.Усов. Мощные электронные пучки и их применение. М., Атомиздат, 1977.
2. Б.И.Иванов, А.А.Колмиков, О.А.Лаврентьев. Письма в ЖТФ, 1976, вып.3.
3. J.G.Eden et al., NRL Mem. Report 3761, 1978.
4. S.Humphries, J.J.Lee, R.N.Sudan, Appl. Phys. Lett., v.25, N20, 1974.
5. J.Golden et al., Proc. of Inter. Conf. on Elect. Beam Res. and Techn., Albuquerque, New Mexico, v.1, p.635, 1975.
6. В.М.Быстрицкий, А.Н.Лиденко, Я.Е.Красик и др. Труды У Всесоюзного Собрания по ускорителям заряженных частиц, т.2, М., "Наука", 1977.
7. R.A.Mahaffey et al., NRL Mem. Report, p.3694, 1978.
8. В.П.Смирнов. ИТЭ. №2,7, 1977.
9. G.W.Kuswa et al., Proc. of Inter. Conf. on Elect. Beam Res. and Techn., Ithaca, New York, p. 99, 1977.

ИССЛЕДОВАНИЯ НА ИМПУЛЬСНОМ СИЛЬНОТОЧНОМ  
УСКОРИТЕЛЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ "КАЛЬМАР"

Б.А.Демидов, М.В.Ивкин, В.А.Петров

Институт атомной энергии им.И.В. Курчатова, Москва

Для решения ряда задач практического осуществления управляемого термоядерного синтеза импульсного действия [1] в ИАЭ им. И.В.Курчатова разработан и построен импульсный сильноточный электронный ускоритель "Кальмар" со сменным коаксиальным трансформатором, не включающий дополнительных обостряющих разрядников. Конструкция ускорителя приводится на рис.1.

В корпусе (1) из нержавеющей стали диаметром 1м и длиной 4,2м, заполненном обессоленной дистиллированной водой с удельным сопротивлением  $2 \times 10^6 \text{ Ом/см}$ , размещается двойная формирующая линия с электрической длиной 70нс и выходным сопротивлением 4 Ом. Средний цилиндр ДФЛ (3) крепится на опорных изоляторах с демпфирующими гидроудар упругими элементами. В цепь зарядки ДФЛ от ГИН, обладающего малым разбросом задержки срабатывания [2], введено нелинейное вилитовое сопротивление для поглощения послеимпульсов в системе ГИН-ДФЛ [3] в случае несвоевременного срабатывания водяного разрядника, который может работать как в режиме самопробоя, так и в режиме поджига лазерным излучением. Для осуществления лазерного поджига водяного разрядника в штоке (2) предусмотрена линза (12), фокусирующая лазерное излучение на поверхность электрода (3), и защитное стекло из сапфира (11). Неодимовый лазер состоит из задающего генератора (13) с модулированной добротностью и 2-х каскадов усиления (14). При срабатывании водяного разрядника формируется импульс напряжения, который распространяется по сменному коаксиальному трансформатору (5), с выходным сопротивлением 1,5 Ом или 16 Ом и достигает высоковольтного диода (7). Для измерения тока ускорителя использовалось безиндуктивное сопротивление (6) и цилиндр Фарадея. Напряжение на ДФЛ, на входе и выходе коаксиального трансформатора измерялось с помощью делителей напряжения (4), описанных в [4]. В высоковольтном диоде использовался плоский анод (8) и были испытаны катоды (9) различной конфигурации. Путем изменения индуктивности  $L$  (10) в пределах от 0,4 до 2,2мкГн можно было менять величину предимпульса от  $\sim 0,01 \text{ В}$  до  $\sim 0,1 \text{ В}$ , где  $V$  - напряжение на диоде. Основные параметры ускорителя сведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Выходное напряжение ГИН - 2МВ	Емкость ДФЛ	- 26,5нФ
Запас энергии в ГИН - 70кДж	Напряженность электрического поля на положительном электроде	- 175кВ/см
Выходная емкость ГИН - 35нФ	Напряженность электрического поля на отрицательном электроде	- 240кВ/см
Время зарядки ДФЛ - 1,5мкс	Длительность пучка	- $10^{-7}$ с
Выходное сопротивление ДФЛ - 4 Ом		

### Номинальные параметры ускорителя

Энергия электронов - 1МэВ	Понижающий коаксиальный трансформатор	Энергия электронов - 3МэВ	Повышающий коаксиальный трансформатор
Ток пучка	-0,5МА	Ток пучка	- 0,17МА

В настоящее время эксперименты, выполненные на ускорителе "Кальмар", проводились с понижающим трансформатором в режиме 50% от номинального, при малом и большом предимпульсе, при катодах разной конфигурации.

### Экспериментальные результаты

На рис.2 приводятся осциллограммы, иллюстрирующие работу водяного управляемого разрядника. При энергии лазерного импульса 7,5Дж и мощности 300МВт удается запустить водяной разрядник со средним временем разброса, не превышающим 8нс при средней задержке 60нс. Осциллограммы рис.2а подтверждают вышесказанное. Из осциллограмм рис.2б видно, что лазерная коммутация уменьшает длительность фронта формируемого импульса на 10-15% и на 10% увеличивает амплитуду импульса. Расчеты показывают, что в условиях наших опытов электрическое сопротивление канала пробоя изменяется от 0,5 Ом (случай самопробоя) до 0,25 Ом (инициированный пробой). Это означает, что при лазерном поджиге потери энергии в водяном коммутаторе снижаются в 1,5 раза.

При использовании плоского катода диаметром 70мм путем изменения зазора  $\delta$  между анодом и катодом удается легко достигнуть согласования сопротивления диода  $R$  с выходным сопротивлением коаксиального трансформатора  $\xi$ . В этом случае при напряжении на диоде 500кВ ток ускорителя достигает 250кА. Амплитуда предимпульса значительно влияет на сопротивление диода. При заданной величине зазора между катодом и анодом сопротивление диода в случае большого предимпульса ( $\sim 0,1V$ ) почти в 2 раза меньше, чем при малом предимпульсе ( $\sim 0,01V$ ). Ход кривых хорошо соответствует зависимости  $R \sim \delta^2$ , вытекающей из известного "закона трех вторых", хотя абсолютные значения  $R$  в обоих случаях в несколько раз отличаются от рассчитанных по этому закону. В случае большого предимпульса при зазорах менее 5мм наступает быстрое закорачивание диода плазмой и возникает режим короткого замыкания, исключающий возможность получения релятивистского электронного пучка.

В экспериментах с плоским катодом наблюдались нерегулярные случаи самофокусировки электронных пучков, причем местоположение фокуса РЭП менялось от импульса к импульсу в пределах всей площади анода. Регулярная, стабильная самофокусировка РЭП достигается при использовании выпуклого конусного металлического катода с углом раствора  $130^\circ$  и полого металлического катода, впервые примененного на ускорителе "Ангара" [5]. Лучшая фокусировка осуществляется при малых зазорах между анодом и катодом, в режиме малого предимпульса. На рис.3а приведены обскурোগраммы, полученные при использовании конусных катодов разного диаметра из нержавеющей стали. Для каждого конкретного типа катода в широких пределах варьировался зазор  $\delta$  между катодом и анодом ускорителя. Из рис.3а видно, что с увеличением расстояния  $\delta$  диаметр фокусного пятна увеличивается при любых типах используемых катодов. Обработка результатов фотометрирования обскурোগраммы показывает, что диаметр фокусного пятна при минимальных зазорах  $\delta$  зависит почти линейно от размера катода и составляет 0,8мм при выпуклом конусном катоде, 1,5мм при полом конусном катоде диаметром 7 мм и 6 мм при диаметре катода 40 мм.

Помимо опытов по фокусировке на ускорителе "Кальмар" проведены эксперимен-

ты по определению энергии РЭП, выделяющейся непосредственно в фокусе. Энергия РЭП, выделенная в фокусе, оценивалась по разрушению анодной алюминиевой пластины. Согласно работе [6], имеется однозначная связь между глубиной образующегося полусферического кратера в АС аноде и энергией РЭП в фокусе. В наших экспериментах было обнаружено, что при использовании выпуклого конусного катода РЭП образует кратер, глубина которого не превышает 2-3 мм. В случае полого конусного катода диаметром 7 мм РЭП пробивает насквозь анодную пластину толщиной 6 мм. В дальнейшем при увеличении диаметра катода до 11 и 15 мм глубина образующихся кратеров уменьшается. Результаты проделанных вычислений, согласно работе [6], для 25 анодных пластин приведены на рис.36. Кривая 1 показывает, как зависит энергия, выделенная в фокусе, от диаметра катода. Здесь ярко выражен максимум при диаметре катода 7 мм. Кривая 2 соответствует полной энергии пучка электронов и указывает на то, что при увеличении диаметра полого конусного катода улучшаются условия согласования сопротивления диода с выходным сопротивлением ускорителя. Из сравнений кривых 1 и 2 видно, что энергия РЭП в фокусе составляет около 40% от полной энергии пучка при оптимальном диаметре катода, при дальнейшем увеличении диаметра катода доля энергии, выделенной в фокусе, резко падает.

Наконец, интересно отметить поведение сопротивления диода во времени. Если сопротивление диода с плоским катодом в течение 100нс изменяется незначительно (благодаря чему удастся осуществить согласование сопротивления диода с выходным сопротивлением коаксиального трансформатора на длительное время), то в режиме самофокусировки пучка имеется некоторое возрастание сопротивления диода. Такое явление, по-видимому, может объясняться появлением аномального сопротивления плазмы, возникающего при турбулентных процессах, связанных со стягиванием пучка в узкий шнур.

#### Л и т е р а т у р а

1. Л.И.Рудаков, А.А.Самарский. VI Европейская конференция по УТС, Москва, 1973.
2. Б.А.Демидов, М.В.Ивкин, ПТЭ, 1975, № 3, 120.
3. Б.А.Демидов, М.В.Ивкин, В.А.Петров, С.Д.Фанченко, ПТЭ, 1975 г., № 3, 37.
4. Б.А.Демидов, М.В.Ивкин, ПТЭ, 1977, № 2, 115.
5. М.В.Бабькин и др. Доклад на международном совещании экспертов МАГАТЭ по технологии инерциального удержания плазмы, Дубна, 1976 г.
6. M.H.Widner, S.L.Thompson. Calculations of anode witness plate damage to pinched REB, Sand-74-351.

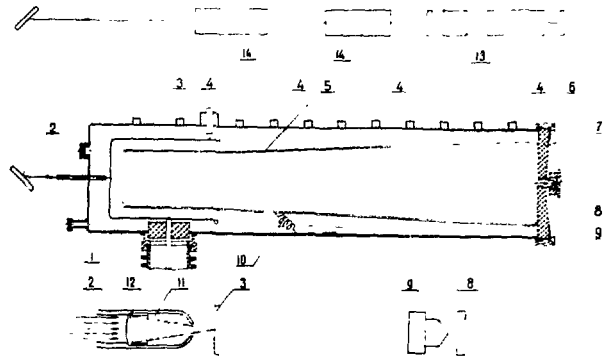


Рис.1 Конструкция установки.



Рис. 2а.

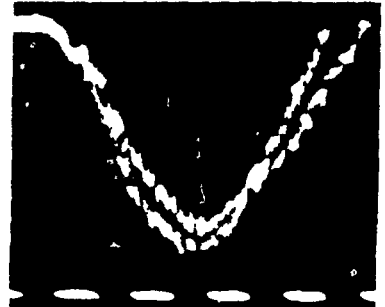


Рис. 2б

Рис.2 Осциллограммы, иллюстрирующие работу водного управляемого разрядника:  
 2а - осциллограммы импульсного напряжения на выходе коаксиального трансформатора для 5 случаев поджига разрядника (метки времени через 10нс);  
 2б - форма импульсного напряжения на выходе коаксиального трансформатора  
 1 - случай самопробоя разрядника;  
 2 - инициированный пробой разрядника (метки времени через 50 нс).

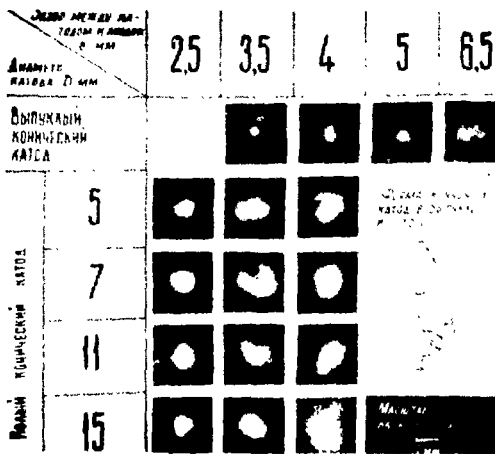


Рис. 3а

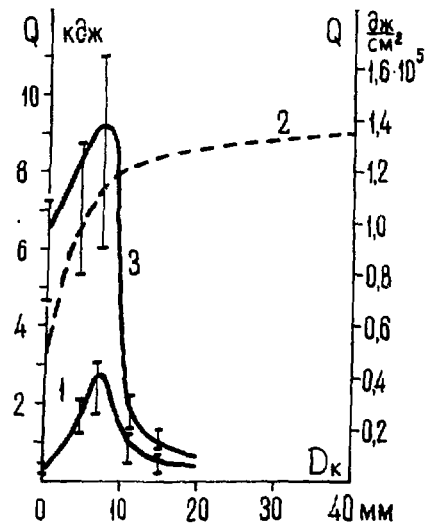


Рис. 3б

Рис.3 Влияние диаметра катода на фокусировку РЭП и энерговыделение в фокусе:

3а - набор обскурограмм, полученных при использовании различных катодов и зазоров между катодом и анодом;  
 3б - зависимость вклада энергии в фокус (кривая 1), полной энергии РЭП (кривая 2), плотности энергии (кривая 3) от диаметра катода.

КВАЗИПРЕРЫВНОЕ УСКОРЕНИЕ КИЛОАМПЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ  
ДИСКОВЫМ РЕЗОНАТОРОМ

Ф.А.Водошнянов

Московский радиотехнический институт АН СССР

Способ ускорения ВЧ-напряжением с прямоугольной или уплощенной формой волны назван в [1] способом квазипрерывного ускорения. Этим способом можно получать ускоренный пучок без каких-либо перерывов, т.е. как при прямом ускорении постоянным напряжением. Для этого достаточно применить два (в случае прямоугольной формы) ускорителя, работающих на общий выводной канал поочередно. Определение "квазипрерывный" принято в связи с тем, что каждый из ускорителей по необходимости работает со скважностью 2 или 3. Эта необходимость вытекает из того, что для получения энергий мегавольтового диапазона (10 МэВ) неизбежно использование каскадного ускорения с приростом энергии на каскад до 1 МэВ, которое можно реализовать лишь либо вихревым полем, либо потенциальным полем в зазоре ускоряющего устройства типа резонатор. Следовательно, эти перерывы являются принципиально неизбежными, в отличие от перерывов в работе импульсных ВЧ-ускорителей линейного типа, вызываемых чисто техническими соображениями - ограничением средней мощности лампы или проблемами отвода тепла.

В работе [1] рассмотрен вариант ВЧ квазипрерывного ускорения с тремя поочередно работающими ускорителями на коаксиальных резонаторах. Достижимый в таком варианте прирост энергии  $\sim 1$  МВ/м. В настоящем докладе рассматривается вариант квазипрерывного ВЧ-ускорения килоамперных пучков с дисковыми резонаторами, позволяющий увеличить прирост энергии до 5-10 МВ/м.

Необходимые для дальнейшего изложения обозначения приведены на рис.1. В дисковом резонаторе можно возбудить волну  $TM_{0l}$  с единственной компонентой электрического поля  $E_z$ , направленной вдоль оси Z. Максимум напряженности  $E_0$  совпадает с осью резонатора ( $r=0$ ), и в этом месте должно быть расположено отверстие для прохода ускоряемого пучка. На радиусе  $r$  напряженность электрического поля определяется выражением [2]

$$E_z = E_0 J_0(k_c r), \quad (1)$$

где  $J_0(k_c r)$  - функция Бесселя,  $k_c = \frac{p_{0l}}{r_0}$ ,  $p_{0l}$  - корень  $l$ -го порядка функции  $J_0(x)$ . Первый корень  $p_{01} = 2,405$  связан с основной частотой резонатора соотношением  $k_{c0} = \omega_0 \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ , где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Г/м,  $\epsilon_0 = \epsilon \cdot (36\pi \cdot 10^9)^{-1}$  Ф/м - относительные проницаемости.

Следовательно, основная частота  $f_0 = \omega_0 / 2\pi$  равна

$$f_0 = \frac{p_{0l} c}{2\pi r_0 \sqrt{\mu \epsilon}}, \quad (2)$$

где  $c$  - скорость света.

Добротность резонатора определяется формулой [2]:

$$Q = \frac{\omega_0 A}{P} = \frac{\sqrt{\mu \epsilon}}{R_s} \cdot \frac{p_{0l}}{2[1 + \frac{1}{2} \eta l]}. \quad (3)$$



Входящие в эту формулу энергия электрического (или магнитного) поля  $A$  и мощность потерь в стенках резонатора  $P$  определяются формулами

$$A = \pi \epsilon h E_0^2 \frac{r_0^2}{2} J_1^2(k_c r_0), \quad (4)$$

$$P = \frac{\pi r_0 R_s E_0^2}{\sqrt{\epsilon}} J_1^2(k_c r_0) (r_0 + h), \quad (5)$$

где  $J_1(k_c r_0) = 0,52$  - значение функции Бесселя  $J_1(x)$  при  $x = p_{01} = 2,405$ ,  $R_s$  - удельное поверхностное сопротивление, равное для меди  $2,61 \cdot 10^{-7} \sqrt{f}$  Ом (на частоте 115 МГц  $R_s = 2,8 \cdot 10^{-3}$  Ом).

Ускорение киловольтных пучков с приемлемым разбросом энергии возможно лишь при большой запасённой энергии в резонаторе. Для этого необходимо использовать предельно большую напряжённость электрического поля и выполнять резонатор с большим объёмом. Поскольку высоту его брать больше 0,1 м нельзя из-за невозможности расположения фокусирующего поля в ускоряющем зазоре, увеличение объёма возможно лишь за счёт увеличения радиуса. Считая значение последнего 1 м предельным, сведём в табл. I следующие параметры ВЧ-поля в резонаторе для случая выполнения его вакуумным и с наполнением диэлектриком с большой диэлектрической проницаемостью (вода и глицерин):

Т а б л и ц а I

Параметры дискового резонатора

Параметр	Обозначение	Ед. изм.	Значение параметра		
			Вакуум	Вода	Глицерин
Рабочая частота	$f_0$	МГц	115	12,8	18,2
Добротность	$Q$		$14,8 \cdot 10^3$	1810	5100
Накопленная энергия	$A$	кДж	0,0375	3,04	1,3
Плотность накопленной энергии (объём $V = 0,314 \text{ м}^3$ )	$A/V$	кДж/м <sup>3</sup>	0,12	9,65	4,15
Мощность потерь в стенках резонатора (удельное поверхностное сопротивление меди $V = 2,61 \cdot 10^{-7} \sqrt{f}$ )	$P_{ст.р}$	МВт	1,83	49,5	29,2
	$R_s$	Ом	$2,8 \cdot 10^{-3}$	$0,93 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$
Мощность потерь в диэлектрике с учётом множит. $J_1^2(k_c r_0) = 0,27$ ( $P_d = J_1^2(k_c r_0) \pi c^2 h \epsilon^2 / R_{\infty}$ ) при удельном объёмном сопротивлении	$P_d$	МВт	0	85	$85 \cdot 10^{-4}$
	$R_{\infty}$	Ом.м	$\infty$	$10^5$	$10^9$

Критерием предельного ускоряемого тока выберем величину  $\frac{\Delta U}{U}$  относительно спада напряжения  $U$  на зазоре за время прохождения через него импульса тока  $I_n$ . Для упрощения рассмотрения вопроса положим, что благодаря применению синтеза напряжения на зазоре, например введением третьей гармоники, обеспечивается плоская форма его в течение  $1/3$  периода. Будем считать также, что ток инжектируется лишь в течение этого промежутка и форма тока прямоугольная. Отклонение формы напряжения и тока от этой идеальной формы легко учесть для энергетического рассмотрения путём "усреднения". Полагая, что во время прохождения импульса тока вся энергия ВЧ-поля заключена в эквивалентной ёмкости

$$A = 0,5 C_{\text{эвк}} U^2 \quad \text{и} \quad \frac{\Delta U}{U} = 2 \frac{\Delta U}{U_n},$$

находим, что при  $\frac{\Delta U}{U} = 5\%$  накопленная в резонаторе энергия должна быть в 10 раз больше энергии, уносимой пучком в течение периода ВЧ напряжения

$$A = 10 U_n I_n \frac{T}{3}. \quad (6)$$

Этим выражением и определяется предельный ускоряемый ток

$$I_n = \frac{3A}{10U_{нТ}} = 0,3 \frac{A}{U_{нТ}} \quad (7)$$

Для рассмотренных случаев выполнения резонатора максимальные токи равны 1,3 кА, 11,7 кА и 7,1 кА (вакуумный, водяной и глицериновый резонаторы соответственно).

При введении диэлектрика за счёт увеличения ВЧ-тока в стенках резонатора сильно возрастают потери; кроме того, в воде появляются потери вследствие её высокой активной проводимости. Поэтому критерием для выбора диэлектрика может оказаться коэффициент полезного действия резонатора

$$\eta = \frac{A_{пучка}}{A_{пучка} + A_{потерь} + A} \quad (8)$$

Учитывая, что  $A_{пучка}$  - энергия, отбираемая за время ускорения  $T_y$ , равна  $\frac{1}{2} U_n I_n T_y$ ,  $A_{потерь}$  - энергия, теряемая в стенках резонатора и в диэлектрике, равна  $(P_{ст.р} + P_A) T_y$ ,  $A$  - накопленная энергия, которая после окончания подвода ВЧ мощности в момент окончания инжекции рассеивается в резонаторе, перепишем (8) в виде

$$\eta = \frac{P_{имп}}{P_{имп.} + 3(P_{ст.р} + P_A) + 3A/T_y} \quad (9)$$

где  $P_{имп}$  - импульсная мощность пучка. Значения  $\eta$  для резонаторов с разным диэлектриком при разных длительностях  $T_y$  приведены в табл.2.

Т а б л и ц а 2.

Мощность и КПД при различных диэлектриках

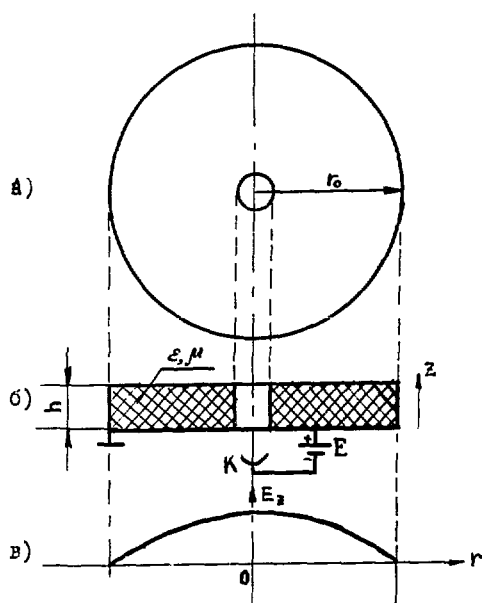
Вид мощности	Обозначение	Ед. изм.	Значения мощности		
			вакуум	воде	глицерин
Импульсная мощность пучка	$P_{имп}$	ГВт	1,3	11,7	7,1
Усредненная мощность потерь	$3(P_{ст.р} + P_A)$	МВт	5,5	403,5	87,6
Мощность рассеяния и КПД при	$3A/T_y$ ( $\eta$ )	МВт(%)			
$T_y = 10^{-6}$ с			112,5(92)	9120(55)	3900(64)
$T_y = 10^{-5}$ с			11,3(98,7)	912(90)	390(0,94)
$T_y = 10^{-4}$ с			1,13(99,5)	91,2(96)	39(0,98)
$T_y = 10^{-3}$ с			0,11(99,6)	9,12(97)	3,9(99)
$T_y = \infty$			0,(99,6)	0,(97)	0,(99)

Применение диэлектрика с  $\epsilon$  порядка 40 и увеличение радиуса резонатора до 1 м приводит к снижению рабочей частоты до  $\sim 18$  МГц. Это позволяет применять для ВЧ питания резонатора "длинноволновые" лампы вплоть до ламп модуляторного типа, способных усиливать импульсные ВЧ мощности более 10 МВт. Однако при использовании ламп этого типа имеет место большое потребление мощности на их накал, сильно снижается допустимая средняя мощность пучка при приемлемом КПД. Поэтому уместно указать на возможность более экономичного возбуждения резонаторов пучками вспомогательных пучков с более экономичным катодом из борида лантана, обеспечивающим эмиссию до  $50 \text{ А/см}^2$  [3]. В этом варианте основной пучок электронной пучки проходит по оси резонатора и ускоряется, например, до энергии 1 МэВ электрическим полем в зазоре резонатора. Пучка отщипывается на время, составляющее часть периода (например, 1/3 периода) ВЧ-напряжения, соот-

ветствующим управляющим устройством. На резонаторе вдоль окружности с радиусом  $r_1$  расположены вспомогательные электронные пучки, пучки которых входят в резонатор через отверстия в его нижней стенке. Эти пучки отпираются каждый период ВЧ-напряжения, но со сдвигом по фазе на  $180^\circ$  относительно моментов отпираения основной пучки, то есть на те моменты, когда в зазоре резонатора электрическое поле имеет обратный знак и тормозит вспомогательные пучки. Если радиус  $r_1$  таков, что амплитуда напряжения во вспомогательных зазорах  $U_{\text{в.з.}}(r_1)$  равна напряжению источников питания этих пучек  $E_{\text{в.п.}}$ , то вспомогательные пучки полностью тормозятся на пути от нижней стенки к верхней и отдадут свою кинетическую энергию ВЧ-полю полностью. Следовательно, здесь используется принцип торможения электронного пучка самим полем, лежащий в основе действия всех клистронов.

### Л и т е р а т у р а

1. Водопьянов Ф.А. Техника ускорителей. Труды Радиотехнического института АН СССР, 1975, № 22, с.34.
2. Рамо С. и Уиннери Дж. Поля и волны в современной радиотехнике. М.-Л., Гостехиздат, 1948.
3. Кудинцева Г.А., Мельников А.И., Морозов А.В., Никонов Б.П. Термоэлектронные катоды. М.-Л., Энергия, 1966.



Р и с. 1. Дисконный резонатор. а) вид сверху, б) вид сбоку (в разрезе) с электронной пучкой ( $K$  - катод,  $E$  - источник питания), в) распределение напряженности электрического поля.

## СИЛЬНОТОЧНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ С ВОДЯНЫМ НАКОПИТЕЛЕМ

А.И.Арбузов, В.И.Быстрицкий, Я.Е.Красик, В.С.Лопатин, Ю.П.Усов,  
В.Г.Толмачева, С.А.Чистяков

НИИ ядерной физики при Томском политехническом институте

В связи с большими перспективами использования сильноточных ионных пучков (СИП) для нагрева плазмы и реализации УТС в ряде лабораторий проводятся работы по получению СИП различными методами (коллективные методы ускорения, генерация ионных пучков в модифицированных пушках) [1,2].

С целью расширения исследований в этом направлении, начаты в НИИ ЯФ в 1974 г. [3], нами спроектирован, сооружен и запущен в эксплуатацию сильноточный ускоритель ВЕРА с номинальными характеристиками: напряжение - 400 кВ, электронный ток - 60 кА, длительность импульса на полувысоте 80 нс.

При проектировании ускорителя мы исходили из требований высокой надежности всех узлов ускорителя, возможности работы в разнополярных режимах (в ионном и электронном), возможности регулирования амплитуды предимпульса и длительности фронта напряжения, возможности работы в режиме "пинчевания" электронного пучка в диоде ускорителя ( $\sqrt{\gamma} > 1$ ).

Принципиальная схема ускорителя ВЕРА приведена на рис.1. Генератор им-

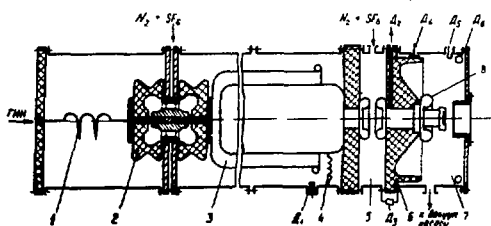


Рис.1. Принципиальная схема установки.

пульсного напряжения - ГИН - лестничного типа, собран на воздухе по схеме Аркадьева-Маркса. ГИН состоит из 10 ступеней по одному конденсатору ИК-100-0,4 в каждой. Параметры ГИНа: ударная емкость ( $C_{уд} = 4 \cdot 10^{-4}$  пФ, индуктивность  $L_{уд} = 2,4$  мкГ, энергоемкость  $W = 5$  кДж при зарядном напряжении ступени  $U_{зар} = 50$  кВ.

Нагрузкой ГИНа служит цилиндрическая двойная формирующая линия (ДФЛ) с диаметром внешнего электрода 500 мм. Параметры ДФЛ: емкость  $C_{ДФЛ} = 2,3 \cdot 10^{-4}$  пФ, волновое сопротивление 6,8 Ом. В качестве диэлектрика используется деионизированная вода  $\rho = 4+6$  МОм·см<sup>-1</sup>. ГИН соединен с ДФЛ зарядной индуктивностью  $L_3 = 4,1$  мкГ, размещенной в объеме, заполненном трансформаторным маслом.

Коммутатор ДФЛ выполнен в виде двухэлектродного радиального разрядника, работающего в смеси азот + SF<sub>6</sub> при соотношении парциальных давлений 4 : 1. Разрядник обеспечивает фронт напряжения 25 нс (рис. 2, в).

Для регулировки амплитуды зарядного предимпульса и длительности фронта напряжения основного импульса используется предимпульсный двухэлектродный разрядник, работающий при регулируемом давлении рабочего газа (азот + SF<sub>6</sub>).

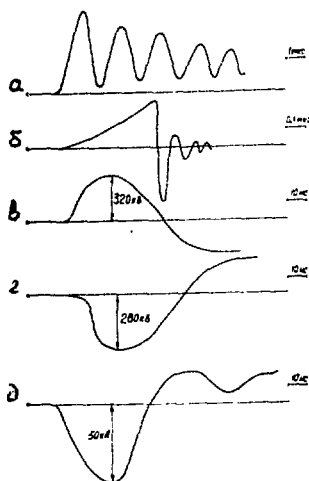


Рис. 2. Типичные осциллограммы импульсов: а - напряжение на ДФЛ; б - напряжение на ДФЛ при работе коммутатора; в, г - импульсы ускоряющего напряжения до и после предразрядника; д - импульс с шунта обратного тока.

от  $135^\circ$  на малом радиусе до  $90^\circ$  на большом радиусе при его работе в электронном режиме. При работе в реверсированном по полярности режиме на границе диэлектрик-вакуум применяется изолятор с двумя скосами внутри под углом  $45^\circ$  к оси ускорителя. Данные изоляторы работают при напряжении на пушке ускорителя 400 кВ без перекрытия по поверхности (из статистики  $10^{13}$ ). В процессе настройки ускорителя при испытании плоских, с гофрированной поверхностью дисковых изоляторов пушки при зарядном напряжении ДФЛ  $U_{зар} = 400$  кВ наблюдались незавершенные пробои изолятора с вакуумной стороны. При этом импеданс диода падал не до нуля и ускоритель переходил в несогласованный режим ( $Z$  диода  $< Z_{эфл}$ ), что приводило к отрезаниям в формирующей линии и генерации нескольких электронных пучков (три-четыре), следующих друг за другом с интервалом  $\Delta t \approx 250$  нс.

Изменение выходного напряжения и тока ускорителя, а соответственно и параметра  $\sqrt{\gamma}$ , осуществляется регулированием анод-катодного зазора. При работе в электронном режиме используются плоский или конический кольцевые катоды из нержавеющей стали диаметром 50-80 мм и диаметром центрального отверстия  $7 \div 10$  мм. При работе в реверсированном режиме в центре плоского анода устанавливается полиэтиленовая шайба, служащая источником протонов.

Контроль за работой ускорителя проводится с помощью емкостных и активно-емкостных делителей напряжений, расположенных в ДФЛ, изоляторах предразрядника и в диоде. Коррекция индуктивной составляющей емкостного делителя в диоде проводится с помощью датчика, выполненного в виде петли. Ток диода фиксируется шунтом обратного тока.

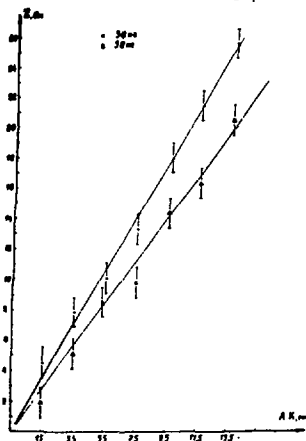
В процессе запуска ускорителя в электронном режиме зарядное напряжение ГИИ варьировалось от 260 до 500 кВ. Экспериментально определенный коэффициент резонанса (рис. 2, а) составил 1,7. Длительность заряда ДФЛ до коммутации раз-

Разрядник обеспечивает фронт напряжений в диоде не хуже 10 нс (рис. 2, г). Потери напряжения в основном коммутаторе и предимпульсном разряднике при зарядном напряжении ДФЛ  $U_{зар} = 500$  кВ, составляют 90 и 40 кВ соответственно.

При разработке диэлектрических элементов ускорителя был выбран дисковый вариант всех разделяющих поверхностей. Радиальные размеры и форма поверхностей изоляторов рассчитывались исходя из экспериментально установленных на большом статистическом материале величина  $E_{доп}$  В/см, обеспечивающих надежную работу без возникновения поверхностного перекрытия. За допустимые величины напряженности электрического поля по поверхности диэлектрика были взяты следующие цифры: для раздела вода-диэлектрик - 80 кВ/см, диэлектрик-сжатый газ - 60 кВ/см, диэлектрик-вакуум - 30 кВ/см.

Для уменьшения напряженности электрического поля на поверхности изолятора пушки со стороны вакуума на малых радиусах ее форма определялась из требования приближенного постоянства напряженности поля на поверхности. На границе вакуум-оргстекло образующая поверхности идет под переменным углом, изменяющимся

рядником составляла  $\tau_{\text{зар}} \approx 750$  нс (рис. 2,б). На рис. 3 приведены зависимости



Р и с. 3. Зависимость импеданса диода от А-К-расстояния. не хуже 5 нс. Предусмотрена возможность отсечки плазменных электронов при транспортировке СРЭП в газе путем вакуумной отсечки и сброс медленных электронов, сопровождающих ионный пучок, дрейфующий в вакууме, отрицательным смещением на коллекторе. Исследования, проведенные с коллекторами Ц.Ф. из различных материалов (латунь, сталь, графит, медь, дюралюминий), показали, что в связи с различными коэффициентами обратного рассеяния электронов показания Ц.Ф. могут различаться до 30 %.

Для одновременного снятия токовых и энергетических характеристик пучка сконструирован Ц.Ф., совмещенный с калориметром, чувствительностью 23 Дж/дел. Калибровка калориметра производится с помощью встроенного внутрь него нагревателя. Снятие профиля пучка осуществляется секционированным Ц.Ф., с разрешением 0,5 см по радиусу. Коллекторы Ц.Ф. нагружены на волновое сопротивление 75 Ом кабеля. Токовые характеристики пучка регистрируются также поясами Роговского (разрешение 10 нс, чувствительность 130 А/В), калибровка которых проводится по шунту обратного тока при работе ускорителя в режиме короткого замыкания.

Для определения энергии электронов и ионов используются пробегные спектрометры<sup>3/</sup>, пролетная и ядерно-активационная методики. Съемка процессов в диоде производится с помощью ЭОП с выдержкой  $2 \cdot 10^{-8}$  с.

К настоящему времени ускоритель работает на эксперимент уже в течение шести месяцев. За это время выполнено более  $5 \cdot 10^3$  сбрасываний ускорителя без каких-либо повреждений высоковольтных изолирующих элементов ускорителя.

В заключении авторы выражают благодарность А.Н.Диденко, Н.С.Руденко, Г.Е.Ремневу, В.С.Паку за полезные советы при конструировании и настройке ускорителя.

#### Л и т е р а т у р а

1. Корон Е.Д., Плыто А.А. Письма в ЖЭТФ, № 6, стр. 61, 1967.
2. Humphries S., Jr., Sudan R.N. and Willey L. J. Appl. Phys. v. 47, № 6, p.2382, 1976.
3. В.М.Быстрицкий, В.И.Поднятов, А.Г.Стерлигов, Г.Е.Ремнев, Ю.И.Усов Письма в ЖТФ, т.2, вып.2, 1976.

## ФОРМИРОВАНИЕ КОМПЕНСИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОННОГО КОЛЬЦА ПРИ ИНЪЕКЦИИ СИЛЬНОТОЧНОГО РЭП В ПОСТОЯННОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

А.Н. Диденко, А.В. Петров, А.И. Рябчиков, В.А. Тузов

ИИИ ядерной физики при Томском политехническом институте

Захват на замкнутую круговую орбиту сильноточного релятивистского электронного пучка (РЭП) и формирование таким образом плотного электронного кольца с большой азимутальной токовой компонентой представляет интерес для коллективного метода ускорения ионов и в плазменных исследованиях. Сильноточные ускорители прямого действия генерируют электронные пучки с током в несколько десятков килоампер и поэтому при использовании их в качестве инжекторов могут обеспечить число релятивистских электронов на орбите на несколько порядков больше, чем полученное в настоящее время с помощью других инжекторов.

В данной работе приводятся результаты экспериментальных исследований захвата сильноточного электронного пучка на круговую орбиту в постоянном поперечном магнитном поле в условиях компенсации пространственного заряда пучка. При формировании компенсированных электронных колец более предпочтительным по сравнению с инжекцией в газ является инжекция в плазму, образованную путем ионизации газа при давлении порядка  $10^{-4} - 10^{-5}$  Тор /л/. В этом случае происходит острая нейтрализация пространственного заряда пучка, и фактор электростатической нейтрализации  $f_e = n_i/n_e$  может оставаться постоянным в процессе формирования кольца.

Кроме того, при таком давлении значительно уменьшается рассеяние на атомах остаточного газа.

Использование в плазменной среде традиционных импульсных систем ввода сильноточного пучка не представляется возможным. Предлагаемый нами метод инжекции электронного пучка на замкнутую орбиту не связан с использованием внешних импульсных электромагнитных полей.

Известно<sup>1,2</sup>, что сильноточный РЭП можно транспортировать через поперечное магнитное поле в вакууме по газовым каналам, ограниченным тонкой твердотельной оболочкой. Электронный пучок удерживается вблизи канала электрическим полем ионов, образованным в результате ионизации газа электронным пучком. Для ввода пучка на равновесную орбиту предлагается использовать плазменный канал, не ограниченный оболочкой. Таким образом для захвата сильноточного РЭП на круговую орбиту предварительно формируется тороидальный плазменный канал и касательный к нему прямолинейный плазменный канал, вдоль которого затем инжектируется электронный пучок (рис.1).

При транспортировке электронного пучка по прямолинейному плазменному каналу в поперечном магнитном поле будет происходить совместное смещение пучка и канала. При рассмотрении одномерной модели взаимодействия самофокусирующегося электронного пучка с ионами плазменного канала, показано, что это смещение за время инжекции можно сделать меньшим диаметра пучка. Тороидальный и прямолинейный плазменные каналы должны быть достаточно узкими, особенно в месте их слияния, так как в широких плазменных каналах пучок отклоняется в магнитном поле<sup>1,2</sup>.

Следует отметить и вторую возможность вывода сильноточного РЭП на равновесную орбиту. Сущность метода состоит в том, чтобы временно нарушить магнитное поле и создать тем самым свободный от поля канал для прохождения электро-

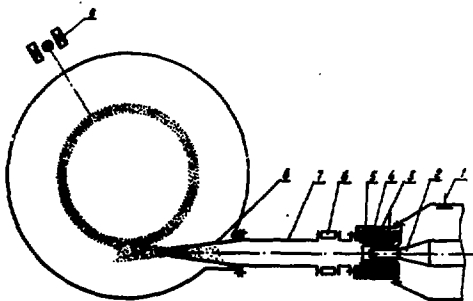


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

- 1 - емкостный делитель напряжения,
- 2 - катод ускорителя, 3 - изолятор плазменной пушки, 4, 5 - электроды плазменной пушки,
- 6 - шунт обратного тока, 7 - труба дрейфа,
- 8 - конус, 9 - ударные катушки.

нов пучка. Это может осуществиться при движении поперек силовых линий магнитного поля плотных плазменных потоков, поперечный размер которых превышает диаметр пучка. Если плотность энергии потока больше плотности энергии магнитного поля, то такой плазменный поток будет вытеснять магнитное поле из своего объема. Это условие может быть выполнено при использовании известных инжекторов плазмы.

Ниже приводятся результаты экспериментальных исследований транспортировки сильноточного РЭП через поперечное магнитное поле вдоль плазменных каналов, распространения пучка в плазме тороидального разряда и захвата электронного пучка на круговую орбиту.

#### Транспортировка сильноточного РЭП через поперечное магнитное поле

Эксперименты проводились на сильноточном ускорителе Тонус /3/. параметры электронного пучка:  $E = 1 \text{ МэВ}$ ,  $I = 13 \text{ кА}$ ,  $T_{\text{имп}} = 60 \text{ нс}$ . Плазма создавалась или путем облучения твердотельной мишени лучом лазера или с помощью коаксиальной плазменной пушки.

Первый метод позволяет формировать плазменный канал с начальным диаметром, меньшим, чем диаметр пучка. Мишень облучалась неодимовым лазером, работающим в режиме свободной генерации с максимальной энергией излучения 300 Дж и длительностью импульса излучения 700 нс. Материал мишени ( ${}^7\text{Li}$ ) запрессовывался в латунную трубку длиной 35 мм и внутренним диаметром 4 мм. Высота слоя лития - 10 мм, мишень закреплялась на титановой фольге толщиной 50 мкм, через которую вводился пучок. Параметры плазменной струи: концентрация на оси на расстоянии 40 см от мишени  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ , скорость распространения -  $10^6 \text{ см/с}$ .

Формирование плазмы с помощью коаксиальной пушки позволяет в широких пределах изменять поперечные размеры плазменного потока. Плазменная пушка с диаметрами внутреннего и внешнего электродов соответственно 76 и 92 мм была выполнена в виде анодной насадки ускорителя (рис.1). Полый внутренний электрод плазменного источника закрывался на торце титановой фольгой толщиной 50 мкм,



служившей анодом ускорителя. Параметры конденсаторной батареи плазменной пушки: емкость 25 мкФ, напряжение до 20 кВ. Скорость распространения плазменного потока равна  $4 \cdot 10^6$  см/с. Максимальная концентрация плазмы на расстоянии 50 см от торца пушки достигала  $5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Плазменный поток распространялся в металлической трубе дрейфа с внутренним диаметром 92 мм и затем инжектировался в экспериментальную камеру, которая представляет собой цилиндр радиусом 40 см и высотой 80 см. Постоянное магнитное поле в камере создавалось катушками Гельмгольца. Давление остаточного газа в вакуумной системе установки равно  $10^{-3} - 10^{-2}$  Тор.

Пространственное и временное распределение плотности плазмы, скорость плазменных потоков определялись ленточными зондами, по отсечке 3 и 8 см СВЧ-колебаний, а также 8-мм интерферометром.

Измерение тока пучка осуществлялось цилиндром Фарадея с вакуумной отсечкой. Наличие обратного тока, возбуждаемого пучком в плазме, регистрировалось шунтами обратного тока и поясом Роговского. Положение пучка и распределение плотности тока по сечению пучка определялись с помощью секционированного цилиндра Фарадея с вакуумной отсечкой. Расстояние между коллекторами цилиндра Фарадея — 1 см.

Результаты экспериментов по транспортировке РЭП в лазерном плазменном канале приведены на рис. 2 (кривые 1, 2, 3). Момент прохождения пучка через плаз-

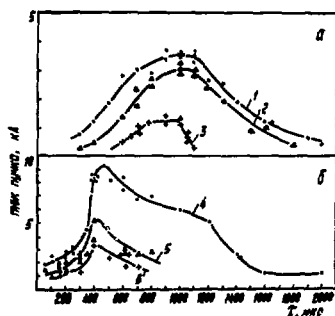


Рис. 2. Эффективность транспортировки электронного пучка через поперечное магнитное поле по плазменному каналу, сформированному лазером (а) и коаксиальной плазменной пушкой (б).

му различной плотности определялся задержкой между началом образования плазмы и запуском ускорителя. Эффективность транспортировки РЭП по току при давлении в экспериментальной камере  $10^{-4}$  Тор и токе пучка на выходе из трубы дрейфа 5 кА, на базе 35 и 70 см составляет 70 и 60 % соответственно. При тех же условиях эффективность транспортировки РЭП при наложении поперечного магнитного поля 120 э равна 24 % на базе 35 см.

Кривые 4, 5, 6 на рис. 2 иллюстрируют транспортировку пучка по плазменному каналу, сформированному плазменной пушкой, на расстоянии 50 и 100 см. Поперечный размер плазменного потока на входе в камеру 75 мм. Ток пучка на выходе из диода ускорителя 13 кА. Эффективность транспортировки составляет 69 % на расстоянии 50 см и 38 % на расстоянии 100 см. При наложении внешнего поля 200 э эффективность транспортировки уменьшается до 27 % на расстоянии 100 см. При небольших задержках электронный пучок распространяется по каналу, свободному от магнитного поля, который создается наиболее плотной частью плазменно-

го потока. Малая эффективность транспортировки при этом объясняется расфокусировкой пучка в плотной плазме. При больших задержках ( $\tau > 200$  мкс) концентрация плазмы становится  $< 10^{12}$  см $^{-3}$ , и пучок транспортируется с наибольшей эффективностью. В этой области задержек влияние внешнего магнитного поля приводит к смещению электронов пучка в пределах плазменного канала, поперечный размер которого определяется расходимостью плазменного потока.

Эксперименты по захвату сильноточного РЭП на замкнутую орбиту

В первой серии экспериментов исследовалось распространение сильноточного РЭП в плазме тороидального разряда в поперечном магнитном поле. Разряд создавался вблизи равновесной орбиты двумя ударными катушками. Катушки запитывались от конденсаторной батареи емкостью 1 мкФ, заряжаемой до 20 кВ. Давление остаточного газа в вакуумной системе установки  $10^{-3}$ - $10^{-2}$  Тор. Пучок транспортировался до малой оси тороидального разряда по трубе дрейфа, экранированной от магнитного поля, в условиях газовой фокусировки (давление газа 0,2 Тор) и инжектировался на орбиту с радиусом 24 см, равным большому радиусу тороидального разряда. На рис.3 приведено радиальное распространение концентрации плазмы в разряде. Здесь же приведены распределения плотности тока пучка по большому радиусу тороидального разряда на азимуте  $90^\circ$  в зависимости от концентрации плазмы и магнитного поля. Радиус траектории пучка в магнитном поле зависит от концентрации плазмы. Это объясняется ослаблением магнитного поля в канале пучка индуцированными токами в плазме. Область наилучшего прохождения пучка, по концентрации плазмы, лежит в пределах  $n_e = (5 \cdot 10^{10} - 10^{12})$  см $^{-3}$ .

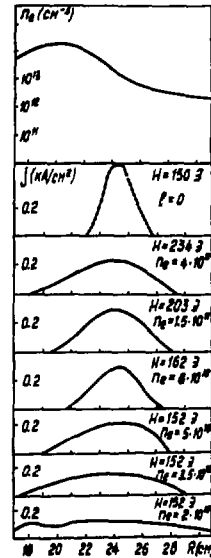


Рис.3. Пространственные распределения плотности плазмы и тока электронного пучка.

Исследование захвата РЭП на замкнутую орбиту проводилось по схеме, указанной на рис. 1. Внутри камеры часть плазменного потока урезалась конусом из пермаллоевой фольги толщиной 15 мкм с диаметром выходного отверстия 35 мм и длиной 20 см. Конус закреплялся на конце трубы дрейфа. Конечную часть пути до равновесной орбиты 17 см пучок проходил в плазменном канале. Исследования показали, что в условиях оптимального перевода пучка на траекторию, определяемую внешним магнитным полем и конфигурацией тороидального плазменного канала, порядка 20% инжектируемого тока теряется на прямолинейном участке инжекции. Эффективность дальнейшего распространения по тороидальному плазменному каналу совпадает с результатами, приведенными выше. Величина тока, измеряемого в конце первого оборота, при этом составляла 4 кА при токе инжекции 8 кА.

Таким образом, проведенные исследования показывают возможность формирования данным методом плотных электронных колец в постоянном магнитном поле.

Л и т е р а т у р а

1. А.Н.Диденко и др. Труды НИИ ЯФ, вып. 4, Атомиздат, М., 1974, с. 37.
2. А.Н.Диденко и др. Физика плазмы, 1977, т. 3, вып. 5, с. 1128.
3. И.З.Глейзер и др. Атомная энергия, 1974, 36, 378.

РАДИАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО КОЛЬЦЕВОГО СГУСТКА И СИЛА РАДИАЦИОННОГО ТОРМОЖЕНИЯ, ДЕЙСТВУЮЩАЯ НА НЕГО ПРИ ДВИЖЕНИИ В УСКОРИТЕЛЬНОМ ТРАКТЕ С РАЗРЫВАМИ ВОЛНОВОДОВ

А.Ш.Иркегулов, Э.И.Уразаков, А.Б.Швачка

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассчитаны плотность потока энергии излучения и радиационная сила, действующая на релятивистский кольцевой сгусток с  $j_{\varphi}$ -током, движущийся в ускорительном канале, образованном полубесконечными коаксиальными волноводами. Показано, что радиационная сила  $\bar{F}_z$  является знакопеременной функцией  $\chi$ , что приводит к осцилляциям скорости движения сгустка вдоль оси волноводной системы. Для конкретной конфигурации ускорительного тракта проведен численный расчет на ЭВМ плотности потока энергии и радиационной силы, действующей на сгусток. Предполагается, что кольцевой сгусток сохраняет свою форму и линейные размеры при движении. Вопросы создания таких сгустков и поддержания их формы в данной работе не рассматриваются.

Продольная скорость релятивистских сгустков в коллективных ускорителях /1,2/ определяется радиационными силами и силами, действующими на сгусток при пролете неоднородностей ускорительного тракта. Кроме того, излучение может играть существенную роль при движении сгустка в электронных ускорителях /3/. В работах /4,5/ вычислены полные потери движущегося пучка частиц на излучение, а также исследовано автоускорение протяженного электронного сгустка в резонаторе и найдено распределение силы реакции излучения по длине сгустка.

В настоящей работе вычислены плотность потока энергии  $\bar{S}_z$  и радиационная сила  $\bar{F}_z$ , действующая на кольцевой ток, движущийся в ускорительном тракте с разрывами волноводов.

Рассмотрим два варианта ускорительного тракта, представляющего собой круглую трубу радиуса  $a$  с коаксиально вложенными в нее трубами радиусов  $d_1$  и  $d_2$ , причем  $d_1 < d_2 < a$  (см.рис.1). Кольцевой сгусток движется вдоль оси ускорительного тракта (ось  $z$ ). Скорость сгустка  $u = \beta c$ . При движении вдоль оси системы сгусток последовательно находится в одной из трех пространственных областей волноводной системы (см.рис.1). В силу эффекта Доплера волны, испускаемые источником, будут иметь различную частоту до и после пролета сгустком концов волноводов. При этом происходит разделение излученных волн по частотам и возникает переходное излучение, которое имеет место также в случае пролета постоянных зарядов и токов мимо разрывов волноводов. Поэтому целесообразно рассмотреть возбуждение волноводной системы сосредоточенным источником отдельно для каждой из трех пространственных областей. Так как для покоящегося сгустка системы координат сгустка и волновода совпадают, то волны, рассеянные концами волноводов, имеют ту же частоту, что и ток кольцевого источника. Поля, возбуждаемые сгустком, зависят от расположения сгустка относительно разрывов волноводов /6/.

Для нахождения величин  $\bar{S}_z$ ,  $\bar{F}_z$  необходимо решить краевую задачу о возбуждении волноводной системы кольцевым током. Решение указанной задачи в фурье-представлении найдено в работе /7/. Используя методику и результаты, полученные в /6,7/, вычислим фурье-компоненту (ф.к.) магнитного инварианта  $[r, B_m]$ .

Зная  $[r, \beta m]$ , найдем ф.к. составляющих электрического и магнитного полей, возбужденных источником. Проведем обратное преобразование Фурье по продольному волновому вектору  $W$ , найдем  $[r, \beta m(z, k)]$  в координатном представлении. Величина  $[r, \beta m(z, k)]$  существенно зависит от положения ступки в волноводной системе. Например, в области 2 волноводной системы, приведенной на рис. 1а:

$$[r, \beta m(z, t)] = i\sqrt{2\pi} \sum_{i=0}^{\infty} \frac{\exp[-iW_i(z-z_2)] \cdot (r, a) \cdot (d_1, d_2)_+}{(d_1, a)_+ N(d_2, a)} \cdot \Lambda,$$

$$\Lambda = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{(d_n, \beta_0)(d_2, a)_- \cdot \exp[-i(\gamma W_{ns} \beta \kappa_n) z_2 i z_0 W_{ns} - W_{ns}^2 (4\alpha)^{-2} - ict(\beta \kappa_n - \gamma \beta W_{ns})]}{\gamma(W_i - W_s) \cdot (d_1, d_2)_+ \cdot N(d_1, a)_-}.$$

Здесь  $i, s$  - индексы рассеянной и падающей (испущенной ступком) волн соответственно.

$$N(\alpha, \beta) = v(\alpha', \beta)_{\mp} \left\{ \alpha [(a', \beta)^2 + 4(\pi v a)^{-2}] w^{-1} \right\},$$

где  $v$  - корень уравнения  $(a, \beta) = 0$ ;  $(a, \beta)_{\pm}$  - обозначение для функций Бесселя и их комбинаций, факторизованных по методу Винера-Хопфа-Фока<sup>6/</sup>;

$$W = \sqrt{k^2 - v^2}, \quad \omega = \kappa c, \quad \gamma - \text{релятивистский фактор.}$$

Для нахождения выражений для электрического и магнитного полей во временном представлении вычислим ф.к. плотности тока движущегося кольцевого ступка в системе координат, связанной с волноводом. Согласно<sup>6/</sup>, ф.к. плотности тока источника  $j_{\Lambda}(W, k)$  в области  $z < z_2$  (см. рис. 1а) вычисляется по формуле

$$j_{\Lambda}(W, k) = \frac{1}{c\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{\exp(-iWz_2)}{i[\gamma(k - \beta W) - \kappa_n] + \varepsilon} \cdot j\left(\frac{k - \gamma \kappa_n}{\gamma \beta}\right) \exp\left[i z_2 \left(\frac{\gamma k - \kappa_n}{\gamma \beta}\right)\right]. \quad (2)$$

Здесь  $\varepsilon > 0$  - малая положительная величина, показывающая, что единственный полюс ф.к. плотностей тока находится в верхней (в.п.п.) для  $j_{\Lambda}$  и в нижней (н.п.п.) для  $j_n$  полуплоскостях комплексного переменного  $k$ . В системе координат, связанной с волноводом, ф.к. плотности тока зависят от частоты возбуждения  $\kappa c$ .  $\kappa_n c$  - частота колебаний источника в системе ступки.  $j\left(\frac{k - \gamma \kappa_n}{\gamma \beta}\right)$  - ф.к. плотности тока ступки, вычисленная в связанной с ним системе координат при  $W_n = \frac{k - \gamma \kappa_n}{\gamma \beta}$ .

Вычисление компонент полей в  $t$ -представлении с учетом этого полюса приводит к тому, что ф.к. тока  $j_{\Lambda}$  определяет поля излучения до пролета ступком точки разрыва,  $j_n$  - поля после пролета разрыва волновода. В области между разрывами поля излучения формируются посредством обеих ф.к. плотностей токов. Поля волн, излученных концом волновода до пролета ступки, найдем по формуле обратного преобразования Фурье магнитного инварианта

$$[r, \beta m(z, t)] = \frac{1}{c\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d(kc) \exp(-ikct) [r, \beta m(z, k)]$$

с помощью теории вычетов.

При  $ct < z_2 \beta^{-1} - \ell(\gamma \beta)^{-1} + R$ , где  $\ell$  - длина ступки в собственной системе,  $R = |z - z_2|$  ( $z$  - точка измерения излученного поля), замыкаем контур интегрирования в в.п.п. полуокружностью бесконечно большого радиуса. До пролета ступком точки  $z_2$  ( $\beta > 0$ ) выполняются соотношения

$$\left. \begin{aligned} j_{\Lambda}(W_n) &= \gamma^{-1} j(W_{nn}) \exp(-ik_n ct) \\ j_n(-W_n) &= 0 \end{aligned} \right\} \begin{aligned} W_{nn} &= \sqrt{\kappa_n^2 - v_n^2}, \\ \kappa_n &= \gamma(\kappa_n + \beta W_{nn}), \\ W_n &= \gamma(\beta \kappa_n + W_{nn}). \end{aligned}$$

Излучение вызывает волны, испущенные источником вперед; при  $\kappa_n = 0$  - статические поля в области перед источником.

Поля излучения после пролета ступком точки  $z_2$  находим по той же формуле обратного преобразования Фурье магнитного инварианта при  $ct > z_2 \beta^{-1} + \ell(\gamma \beta)^{-1} + R$  (контур интегрирования замыкаем в н.п.п. комплексного переменного  $k$  полуокружностью большого радиуса  $R_k \rightarrow \infty$ ). После пролета разрыва волновода имеем

$$j_{\Lambda}(W_n) = \begin{cases} \gamma^{-1} j(-W_{nn}) \exp(-i\kappa_n ct) & \text{при } W_n > 0 \\ 0 & \text{при } W_n < 0 \end{cases}.$$

В этом случае на конец волновода падают волны, испущенные сгустком против направления движения. Эти волны перемещаются с групповой скоростью, меньшей скорости движения сгустка. При  $k_u = 0$  излучение вызывает статические поля, возбужденные в области за источником  $z < z_u$ . Кроме этого, после пролета сгустка выполняется равенство

$$j_n(-w_k) = \begin{cases} \gamma^{-2} j(-w_{ku}) \exp(-ik_k z) & \text{при } w_k > 0 \\ 0 & \text{при } w_k < 0 \end{cases}$$

$w_{ku} = \sqrt{k_u^2 - w_k^2}$ ,  $w_k = \gamma(w_{ku} - \beta k_u)$ ,  $k_k = \gamma(k_u - \beta w_{ku})$ .  
От движущегося сгустка на конец трубы, расположенной справа (см. рис. 1б), падают волны, распространяющиеся в обратном направлении с групповой скоростью, большей, чем скорость движения кольцевого тока; при  $k_u = 0$  таких волн нет. Отметим, что при  $\beta < 0$  роль  $j_n$  играет  $j_n$  и наоборот, при этом картина рассеяния инвертируется относительно оси  $z$ .

Во время пролета сгустка между концами волноводов  $z_1$  и  $z_2$  при условии

$$z_2 \beta^{-1} - l(\gamma \beta)^{-1} + R < ct < z_1 \beta^{-1} + l(\gamma \beta)^{-1} + R \quad \text{и с учетом того, что}$$

$$j_{\text{ср}}(w, k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} j\left(\frac{k - \gamma k_u}{\gamma \beta}\right) \left\{ \frac{\exp\left[i z_1 \left(\frac{\gamma k - k_u}{\gamma \beta} - w\right)\right]}{i[\gamma(k - \beta w) - k_u] + \varepsilon} - \frac{\exp\left[i z_2 \left(\frac{\gamma k - k_u}{\gamma \beta} - w\right)\right]}{i[\gamma(k - \beta w) - k_u] - \varepsilon} \right\}, \quad (3)$$

вычисление полей производим, замыкая контур интегрирования в н.п.п. для первого члена и в в.п.п. комплексного переменного для второго члена формулы (3).

Например, в области 2 системы I (см. рис. 1а) поля определяются инвариантом

$$[r, \theta m(z, k)] = i\sqrt{2\pi} \sum_{i=0}^{\infty} \frac{\exp[-i w_i (z - z_2)] (r_i, a_i) (d_i, d_2)_+}{(d_i, a_i)_+ N(d_2, a_-)} \cdot \bar{\Lambda}, \quad (4)$$

$$\bar{\Lambda} = \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(d_1, \theta_s) (d_2, \alpha_-) \exp[-i z_0 \left(\frac{k - \gamma k_u}{\gamma \beta}\right)] \exp[i z_2 (\gamma k - k_u) (\gamma \beta)^{-1}] \cdot \exp[-(k - \gamma k_u)^2 (2l \gamma \beta)^{-1}]}{(w_i - w_s) (d_1, d_2)_+ \cdot N(d_1, \alpha_-) \{i[\gamma(k - \beta w) - k_u] - \varepsilon\}}$$

Зная выражения типа (4), получаем усредненные по времени значения плотности потока энергии  $\bar{S}_z$  и продольной радиационной силы, действующей на сгусток. Выражения  $\bar{S}_z$ ,  $\bar{F}_z$  определяются по формулам

$$\bar{S}_z = \sum_i k_i w_i [r, \theta m(z, t)] [r, \theta m(z, t)]^*, \quad (5)$$

$$\bar{F}_z = \frac{1}{c} \int dV j_{\varphi}^*(r, z, t) H_r(r, z, t); \quad (6)$$

(интеграл берется по всему объему сгустка, знак  $*$  - знак комплексного сопряжения). Здесь  $k_i = \gamma(k_u - \beta w_i)$ ,  $w_i = \gamma(w_u - \beta k_u)$ . Необходимо отметить, что среднее значение  $\bar{F}_z$  отлично от нуля при  $w_u = w_g$ ,  $w_u = \pm w_g \mp \left(\pm \frac{2k_u}{\gamma \beta}\right)$ , где  $w_u, w_g$  - продольные волновые векторы волн, излученных источником и концом волновода соответственно. По этим формулам на ЭВМ БЭСМ-6 проведены численные расчеты величин  $\bar{S}_z$  (см. рис. 1а, область 2) и  $\bar{F}_z$  (см. рис. 1б, область 4) при определенных значениях параметров волновода и сгустка:  $\alpha = 8$ ,  $d_1 = 2$ ,  $d_2 = 2,4$ ;  $z_2 = 12$ ;  $z_1 = 33$ ;  $\theta_0 = 2,2$ ;  $k_u = 11$ ;  $\alpha = 2 \ln 2 \cdot e^{-2} = 20$ ;  $1 + 10^{-6} < \gamma < 10^4$ ;  $z = 1$ ;  $20$ ;  $r = 2,2$ . Результаты численных расчетов приведены на рис. 2, 3.

Плотность потока энергии  $\bar{S}_z$  убывает с ростом  $\gamma$  при больших значениях  $\gamma$ . Величина  $\bar{S}_z$  увеличивается с ростом поперечного размера пространственной области. Начиная с некоторого значения  $\gamma = \gamma_0 > 1$  (величина  $\gamma_0$  зависит от расположения источника в волноводной системе) величина  $\bar{S}_z$  меняет знак. Это объясняется следующим. В выражение  $\bar{S}_z$  входит сумма  $\sum_i k_i w_i$ . Каждый член этой суммы пропорционален  $\Phi = w_u k_u (1 - \beta^2) - \beta (w_u^2 + k_u^2)$ . При  $0 < \beta < \frac{w_u}{k_u}$ ,  $\Phi > 0$ . При  $w_u \cdot k_u^{-1} < \beta < 1$ ,  $\Phi < 0$ .

Величина радиационной силы  $\bar{F}_z$  также уменьшается с ростом  $\gamma$  ( $\gamma > 1$ ), причем  $\bar{F}_z$  является знакопеременной функцией  $\gamma$  (см. рис. 3), что приводит к осцилляциям скорости движения сгустка вдоль оси  $z$ . Можно выделить области значений  $\gamma$ ,

где имеет место "автоускорение" кольцевого сгустка, пересекающего разрыв волноводной системы.

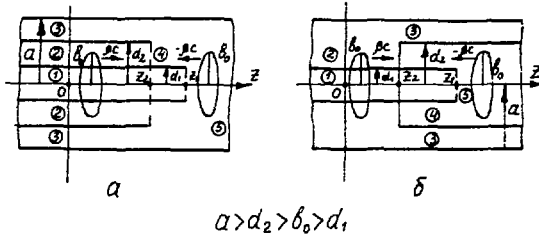


Рис.1. Схемы ускорительных трактов.

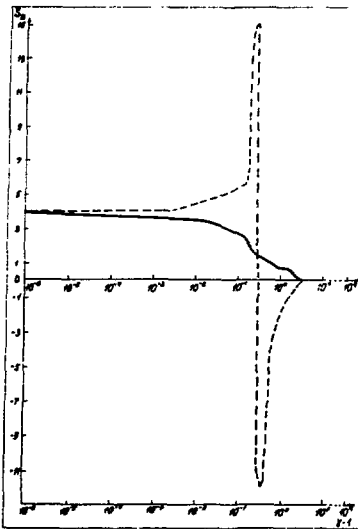


Рис. 2. Поток электромагнитной энергии, рассеянный концом волновода  $Z_2$ , как функция скорости сгустка. Кривая 1 (пунктир)  $\beta < 0$ , кривая 2 -  $\beta > 0$  для случая системы рис.1а, обл.2.

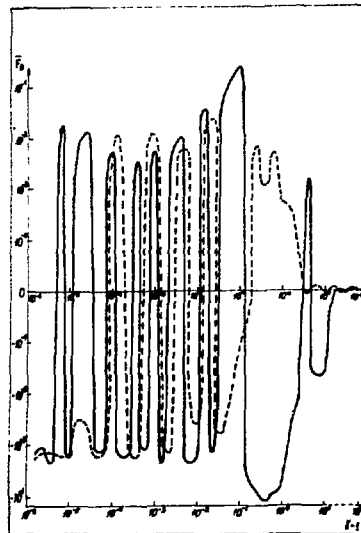


Рис.3. Продольная радиационная сила, действующая на кольцевой сгусток, как функция скорости сгустка. Пунктирная кривая соответствует  $\beta < 0$ , сплошная  $\beta > 0$  для случая системы рис. 1б, обл.4.

Л и т е р а т у р а

1. Иванов И.Н. и др. ЭЧАЯ, 1, 393 (1971).
2. Павлов В.С., Уразаков Э.И., Лобанова В.П. ЖТФ, 48, 334 (1978).
3. Алиханян А.И. и др. Труды УИ Международной конференции по ускорителям, т.2, стр.103, изд.АН Арм.ССР, Ереван, 1970.
4. Воскресенский Г.В., Курдюмов В.Н. ЖТФ, 41, 2103 (1971).
5. Воскресенский Г.В., Курдюмов В.Н. Труды ФИ АН СССР, 19, 47 (1974).
6. Игушкин Л.П., Уразаков Э.И. Цилиндрические электромагнитные поля и плазменные сгустки, вып.1, П.Ш. Изд.НИИЯФ МГУ, Москва, 1969.
7. Молотков В.В., Уразаков Э.И. Радиотехника и электроника, 21, 963 (1976).

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ УСКОРЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ В РЕЗОНАТОРНОЙ СТРУКТУРЕ, НАГРУЖЕННОЙ СИЛЬНОТОЧНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ ТРУБЧАТОЙ ФОРМЫ

А. И. Дзергац, В. А. Краснополюский.  
Московский радиотехнический институт АН СССР

Повышение темпа ускорения и интенсивности пучка наиболее затруднено при ускорении тяжелых частиц в области малых энергий, когда заметно уменьшение амплитуды волны на оси системы по сравнению с её амплитудой на границе трубок дрейфа. Это ограничивает апертуру и, соответственно, ток ускоряемых частиц, а увеличение длины волны генератора увеличивает габариты установки, причём снижается число периодов на единицу длины, что в итоге снижает темп ускорения за счёт ограниченной электрической прочности зазоров. В работах [1,2,3] исследуется возможность ускорения тяжелых частиц в прямых электронных пучках, а также взаимодействие таких пучков с резонаторными структурами [4]. В данной работе рассматривается возможность увеличения эффективности ускорения тяжелых частиц путём комбинированного воздействия на них резонаторной структурой и сильноточным электронным пучком, пропускаемым через эту структуру.

Собственные колебания резонатора с электронным пучком.

Резонатор с трубками дрейфа, вдоль оси которых распространяется электронный пучок трубчатой формы, фокусируемый продольным магнитным полем  $B_0$ , изображён на рис.1. Определим частоту  $\omega$  колебаний "H"-вида, при котором электрические поля в соседних зазорах направлены встречно. Резонатор "H"-типа на рис.1 является одной из структур, пригодных для возбуждения таких колебаний, по крайней мере, без пучка. Трубчатая форма пучка позволяет транспортировать ток, близкие к предельным [5], причём пучки такой формы получают с помощью коаксиальных диодов с магнитной изоляцией [6]. Положим, что  $\Delta L \ll a$ , поле  $B_0$  велико и допускает только продольное движение электронов, толщина пучка мала по сравнению с его радиусом  $b$ , а энергия электронов в пучке достаточна для преодоления тормозящих областей электрического поля, т.е. все электроны совершают инфинитное фазовое движение, и все переменные величины зависят от времени  $\propto e^{-i(\omega_r - i\omega_k)t}$ , где  $\omega_1$  и  $\omega_k$  - действительная и комплексная составляющие частоты  $\omega$ , причём  $\omega_1 \gg \omega_k$ . Опуская временной множитель, запишем граничные условия в виде:

$$E_x|_{z=a} = E_0 \sum_{n=1}^{\infty} A_n [e^{ih_n z} + e^{-ih_n z}], \quad (1)$$

где  $A_n = \frac{2}{\pi n} \sin(\frac{\pi \Delta L}{L} n)$ ;  $h_n = \frac{2\pi}{L} n$ ;  $n = 1, 3, 5 \dots$ , - номер пространственной гармоники колебаний "H"-вида,  $E_0$  - амплитуда поля в зазорах.

$$E_x|_{b \leftarrow r} = E_x|_{r \rightarrow b}; E_x|_{b \leftarrow r} - E_x|_{r \rightarrow b} = \frac{\tilde{\sigma}}{\epsilon_0}, \quad (2)$$

где  $\tilde{\sigma}$  - переменная составляющая поверхностной плотности заряда в пучке,  $\epsilon_0$  - диэлектрическая проницаемость вакуума. Поля в областях  $0 \leq z < b$  и  $b < z < a$  представляются в виде суммы прямых и обратных волн:

$$E_x = \sum_{n=1}^{\infty} [A_{1n} I_0(x_n r) + A_{3n} K_0(x_n r)] e^{ih_n z} + \sum_{n=1}^{\infty} [A_{2n} I_0(x_n r) + A_{4n} K_0(x_n r)] e^{-ih_n z}, \quad (3)$$

$$E_x = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{ih_n}{x_n} [-A_{1n} I_1(x_n r) + A_{3n} K_1(x_n r)] e^{ih_n z} + \sum_{n=1}^{\infty} [A_{2n} I_1(x_n r) - A_{4n} K_1(x_n r)] \frac{ih_n}{x_n} e^{-ih_n z}. \quad (4)$$

В (3,4)  $x_n = \sqrt{h_n^2 - (\omega/c)^2}$ ,  $I_0, I_1, K_0, K_1$  - модифицированные функции Бесселя,  $A_{kn}$  - постоянные коэффициенты. Переменная плотность заряда  $\tilde{\sigma}$  обусловлена модуляцией продольной скорости электронов полем  $E_x$  и в линейном приближении

$$\tilde{\sigma} = \frac{e\tilde{\sigma}_0}{m\gamma_0^3 v_0^2} \cdot \left[ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{ih_n}{(h_n - \frac{\omega}{v_0})^2} A_{1n} I_0(x_n b) e^{ih_n z} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{ih_n}{(h_n + \frac{\omega}{v_0})^2} A_{2n} I_0(x_n b) e^{-ih_n z} \right], \quad (5)$$

где  $\tilde{\sigma}_0, \gamma_0, v_0$  - поверхностная плотность тока, энергии и скорость невозмущенного электронного пучка,  $e$  и  $m$  - заряд и масса электрона. Из (1-5) определяются все коэффициенты  $A_{kn}$ , что позволяет, в частности, найти поле  $E_x^{(+,-)}$  в пучке для прямой (+) и обратной (-) гармоник:

$$E_x^{(+,-)} = E_0 \cdot A_n \cdot \frac{I_0(x_n b)}{I_0(x_n a)} \cdot \frac{1}{1 - \eta \frac{h_n^2 - (\omega/c)^2}{(h_n \mp (\omega/v_0))^2} D_n} \cdot e^{\pm ih_n z}, \quad (6)$$

где  $D_n = \frac{I_0(x_n b)}{I_0(x_n a)} [I_0(x_n a) K_0(x_n b) - I_0(x_n b) K_0(x_n a)] / h_n(\frac{a}{b})$ ;  $\eta = \frac{\gamma_0}{\gamma} < 1$ ,  $\bar{J}$  - предельный вакуумный ток [5],  $J_0$  - полный ток невозмущенного пучка,

$$\bar{J} = \frac{2\pi\epsilon_0 mc^3}{e} \cdot \frac{(\gamma_0^2 - 1)^{3/2}}{h_n(\frac{a}{b})}. \quad (7)$$

В области  $0 \leq z \leq a$ , включая  $z = b$ , поле  $E_x$  в случае больших замедлений может быть представлено в виде:

$$E_x(z, z) = E_0 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cdot \frac{I_0(h_n z)}{I_0(h_n a)} [e^{ih_n z} + e^{-ih_n z}] - \text{grad}_z \Phi(z, z), \quad (8)$$

где  $\Phi(z, z)$  - статическое кулоновское поле пучка с переменной по  $z$  плотностью  $\tilde{\sigma}$ , найденное для нулевых граничных условий при  $z = a$ .

Для учета влияния пучка на резонатор, поле в резонаторе, возбуждаемое переменной составляющей тока, разлагается по его собственным колебаниям [7]. Полагая, что  $\omega$  близка к собственной частоте  $\omega_x$  резонатора без пучка на "Р"-виде, при целом числе периодов  $L$  с учётом (5) найдём:

$$E_x(z, z) = E_0 \cdot K \cdot \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cdot \frac{I_0(h_n z)}{I_0(h_n a)} [e^{ih_n z} + e^{-ih_n z}] - \text{grad}_z \Phi(z, z), \quad (9)$$

$$K = \frac{\omega^2}{\omega_x^2 \omega_x^2} \cdot \frac{2L\eta}{(A^2 a^2) \cdot \Delta L \cdot h_n(\frac{a}{b})} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} A_n^2 \left[ \frac{I_0(h_n b)}{I_0(h_n a)} \right]^2 \frac{h_n^2 (1 - \eta D_n) - (\omega/v_0)^2}{[h_n^2 (1 - \eta D_n)^2 - (\frac{\omega}{v_0})^2] [h_n^2 (1 + \eta D_n)^2 - (\frac{\omega}{v_0})^2]} \quad (10)$$

Из (8,9,10) следует дисперсионное уравнение для искомой частоты  $\omega$ :

$$K(\omega, \omega_x, \eta, h_n, a, b, v_0) = 1. \quad (11)$$

#### Структура поля и возможности ускорения тяжёлых частиц.

При резонансном ускорении тяжёлых частиц со скоростью  $\beta_p$  на первой гармонике  $h_1 \approx \frac{\omega_x}{c\beta_p}$  и соответствующие полюсам  $K$  частоты  $\omega = \pm \omega_x$  и  $\omega \approx \pm \omega_x (1 \pm \sqrt{\eta D_n}) \frac{\beta_p \eta}{\beta_p}$  сильно разнесены, если  $\beta_p/\beta_0 \ll 1$ . Это позволяет возбудить резонатор с пучком от внешнего генератора на нижней из частот  $\omega$ , определяемой уравнением (11):

$$\omega = \frac{\omega_x}{\sqrt{1-d}} - i \frac{\omega_x d}{1-d}, \quad (12)$$

где  $d = \frac{2L^3 \sin^2(\pi \Delta L/L)}{\pi^4 (A^2 a^2) \cdot \Delta L \cdot h_n(a/b)} \cdot \left[ \frac{I_0(h_1 b)}{I_0(h_1 a)} \right] \cdot \frac{\eta}{1 - \eta D_1}$ ,  $D_1$  определяется согласно (6),  $\omega_{1r}$  и  $\omega_{1i}$  - действительная и мнимая части собственной частоты резонатора  $\omega_x$ . В качестве примера, при  $\beta_p = 0,029$ ;  $\eta = 0,8$ ;  $f_{1r} = \omega_{1r}/2\pi = 2 \cdot 10^8$  Гц,  $L = 4,35$  см;  $\Delta L = 1,4$  см;  $a = 1,4$  см;  $b = 0,42$  см;  $A = 4$  см для резонансной частоты  $f_1 = \omega_1/2\pi$



найдем:  $f_1 = (2 + 0,016)\beta_0$ . Таким образом, введение в резонатор с малой величиной  $\beta_0$  даже больших электронных токов ( $\eta = 0,8$ ) при скоростях электронов  $\beta_0 \leq 1$  при определенных условиях не приводит к заметному изменению его резонансных свойств. Приведенный результат качественно согласуется с экспериментальными данными [4].

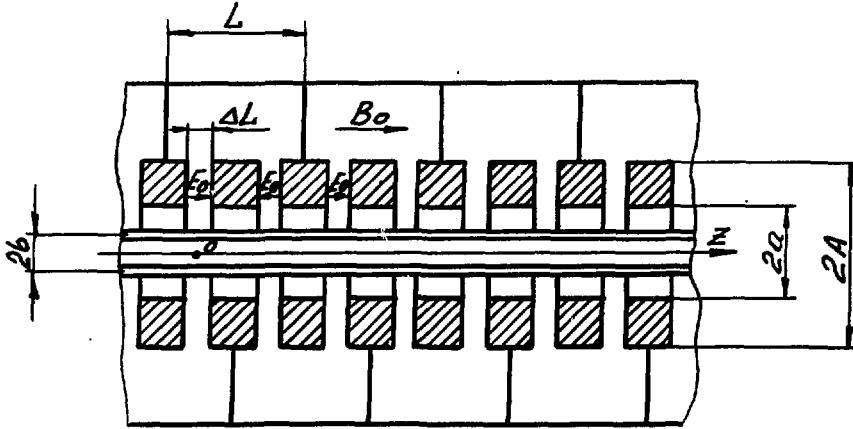
Из (6) следует, что при  $\eta \neq 0$  и  $\nu = \beta$  поле  $E_{z1}$  может заметно превосходить поле в этой же области в отсутствии пучка, для которого при  $\eta = 0$  получим известное распределение по  $\nu$  с убыванием от периферии к центру. Зависимость  $E_{z1}$  от  $\nu$  во всей области  $0 \leq \nu \leq a$  представлена на рис.2, откуда следует, что даже в случае больших замедлений и при большой апертуре можно получить достаточно равномерное распределение продольного поля по всей апертуре. Это позволяет использовать трубки дрейфа с большой апертурой и переходить к более коротким длинам волн, что в итоге позволяет повысить темп ускорения и интенсивность при ускорении тяжелых частиц. В качестве примера, при  $E_0 = 10^7$  В/м, и синхронной фазе  $\varphi_p = 45^\circ$  при ранее выбранных остальных параметрах для ограниченного продольной устойчивостью предельного тока протонов согласно [8] получим:  $I_{pmax} \leq 1,4$  А.

Поперечное движение ускоряемых частиц будет определяться потенциалом  $\Phi(\nu)$  в сопровождающей системе координат:  $\Phi(\nu) = \Phi_0(\nu) + \Phi_1(\nu)$ , где  $\Phi_0(\nu)$  - статический потенциал электронного пучка,  $\Phi_1(\nu) = \int E_\nu d\nu + const$  - потенциал ускоряющего поля, который с учетом (3,4) при граничном условии  $\Phi_1(a) = 0$  примет вид:  $\Phi_1(\nu) = [E_{z1}(a) - E_{z1}(\nu)] \cdot 4\pi m \varphi_p / h_1$ . Результаты расчетов для выбранных ранее параметров и  $\chi_0 = 1,3$  представлены на рис.3, откуда видно, что глубина потенциальной ямы  $\sim 4 \cdot 10^5$  В, что достаточно для поперечного удержания токов  $I_p$ , значительно превосходящих  $I_{pmax} \leq 1,4$  А. Таким образом, в рассмотренном случае ток ускоренного пучка ограничивается только продольным движением.

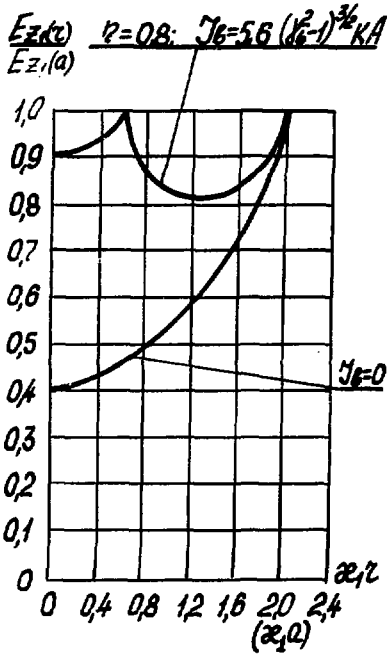
Авторы выражают благодарность В.В.Кушину и Л.Т.Домизе за внимание к работе и Л.А.Пидку за обсуждение результатов.

#### Л и т е р а т у р а

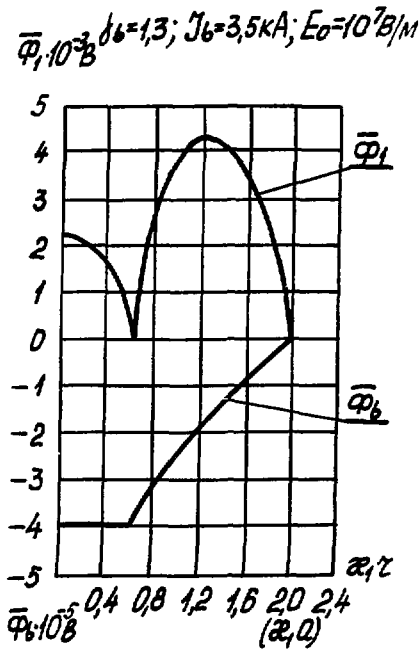
1. Белikov В.В., Дымарь А.Г., Удальчик Н.А. Доклады в ЖТФ, 1975, том I, № 13, стр. 615.
2. Лебедев А.Н., Плякин К.Н. II Симпозиум по коллективным методам ускорения, ОИЯИ, 1977, стр. 149.
3. Гаврилов Н.М., Нестерович А.В. ЖТФ, 1973, том 43, № 6, стр. 1238.
4. Friedman M., Physical Review Letters, 1974, Vol.32, No.3, p.92.
5. Рязов Д.Д. ЖТФ, 1977, том 47, № 4, стр. 709.
6. Воронин В.С., Коломенский А.А., Крастелев Е.Г., Лебедев А.Н., Пападицев В.А., Яблоков Б.Н. II Симпозиум по коллективным методам ускорения, ОИЯИ, 1977, стр. 216.
7. Вайнштейн Л.А. ЖТФ, 1953, том 23, № 4, стр. 646.
8. Вальднер О.А., Власов А.Д., Шальнов А.В. Линейные ускорители. М., Атомиздат, 1969.



Р и с.1 Резонатор "Н"-типа с электронным пучком.



Р и с.2 Распределение амплитуды продольного поля по апертуре трубки дрейфа.



Р и с.3 Распределение потенциала по апертуре трубки дрейфа.

**КОММУНАЛЬНЫЕ ИСТОЧНИКИ  
И УСКОРИТЕЛИ ПРЯМОГО ДЕЙСТВИЯ**

**Председатели: О.А.Вальднер  
И.А.Грицаев**

**Секретарь: Ю.И.Алексахин**

**Б - У**

## ЛАЗЕРНЫЕ ИСТОЧНИКИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Ю. А. Быковский

Московский инженерно-физический институт

Развитие ядерной физики последнего времени связано с исследованием взаимодействий в области релятивистских эффектов, поскольку оказывается возможным наблюдение новых явлений, например таких, как сверхплотное состояние, ударные волны, кумулятивные эффекты, получение тяжелых трансурановых элементов.

В связи с этим на передний план выступает проблема разработки источников ионов, которые давали бы возможность получать в достаточных количествах ионы тяжелых элементов с высокой степенью ионизации.

Исследования последнего десятилетия показали, что одним из наиболее эффективных способов ионизации атомов является ионизация, происходящая в лазерной плазме, образующейся при воздействии сфокусированного излучения лазера на конденсированную среду.

Исследования спектров испускания из лазерной плазмы свидетельствовали о столь высоких степенях ионизации, что вначале казалось неправдоподобным извлекать эти многозарядные ионы из лазерной плазмы и реализовать таким способом ионный источник.

Дальнейшие детальные исследования ионного компонента лазерной плазмы показали возможность ее использования в качестве источника многозарядных ионов и ядер различных элементов периодической таблицы. Такая возможность обусловлена целым рядом особенностей лазерной плазмы, образованной при воздействии сконцентрированного лазерного излучения на поверхность твердой мишени.

Рассмотрим в общих чертах основные физические предпосылки создания лазерного источника ионов.

### Особенности взаимодействия излучения лазера с веществом.

Широкий интервал энергии излучения лазеров, малая длительность импульса и расходимость позволяют получать плотность потока в очень широком интервале: от 0 до  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. Эксперимент показывает, что начиная с плотностей потока  $10^6 + 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> происходит испарение вещества.

При увеличении плотности потока  $\geq 10^8$  Вт/см<sup>2</sup> происходит интенсивная ионизация испаряемого вещества, при этом основное поглощение энергии лазерного импульса происходит в образовавшейся плазме и сопровождается повышением температуры и увеличением степени ионизации.

В этих условиях при достаточно высокой плотности потока излучения твердый материал у поверхности мишени в течение первых нескольких наносекунд переходит в газообразную фазу, с образованием высокотемпературного, сильно ионизованного облака с высоким давлением. При этих условиях ионизационный плазменный ступок стремительно расширяется в вакуумном объеме.

Электроны высокой плотности экранируют поверхность мишени от лазерного излучения и практически энергия в основном поглощается электронами плазмы, что приводит к дальнейшей ионизации атомов.

Естественно, что степень ионизации плазмы зависит от коэффициента поглощения света, который является функцией плотности электронов и их температуры.

В процессе разлета плазмы происходит резкое уменьшение плотности, в ре-

зультате чего замедляются процессы рекомбинации. В этом случае время рекомбинации оказывается больше, чем характерное время разлета.

Наблюдается явление "закалки" достигнутой степени ионизации. Тепловая энергия электронов в процессе поглощения энергии светового лазерного импульса достигает значений  $\sim 100$  эВ. Электроны, находящиеся на периферии плазменного ступка, вырываются из плазменной среды, создавая при этом электрическое поле, которое "вытягивает" ионы из ступка в соответствии с величиной их заряда.

Эти процессы, во-первых, определяют возможность получения многозарядных ионов, а, во-вторых, возможность сохранения такого состояния с большим зарядом и получения пучков многозарядных ионов.

#### Максимальная кратность ионизации атомов

Экспериментально установлено, что максимальная плотность ионов растет с увеличением плотности потока излучения лазера. Интересно заметить, что в зарядовом спектре лазерной плазмы присутствуют ионы всех зарядностей от  $Z=1$  до  $Z_m$ . При плотности потока  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> получены такие многозарядные ионы, как  $Hg^{+16}_{107}$ ,  $Ta^{+16}_{181}$ ,  $W^{+15}_{184}$ ,  $Bi^{+13}_{209}$ .

На мишени из кобальта  $Ce^{+27}_{53}$  при плотности потока  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> получены ионы с максимальной зарядностью + 25.

При тех же плотностях потока лазерного излучения можно получить полную ионизацию, например, атомов алюминия.

В более поздних работах по характерным линиям испускания  $\kappa$  - оболочек ионы можно идентифицировать как  $Fe^{26}_{56}$  и др.

#### Энергетический спектр ионов

Энергетический спектр ионов лазерной плазмы изучен с помощью метода время-пролетной масс-спектрометрии. Эти исследования показали, что ионы лазерной плазмы обладают широким энергетическим спектром. Однако энергетические распределения ионов с различной кратностью ионизации заметно различаются. Характерным является то, что ионы с определенным зарядом занимают довольно широкий энергетический интервал и имеют максимум при некотором значении энергии. Положение этого максимума и величина зависят от заряда ионов. По мере увеличения заряда происходит смещение энергетического распределения в область больших энергий.

Характерно, что максимальная величина полного энергетического распределения регистрируемых ионов определяется максимальной зарядностью, полученной при данной плотности потока излучения.

С увеличением плотности потока прежде всего изменяется вид спектра в области максимальных энергий, где появляются ионы более высоких зарядностей, обладающие большими значениями энергии. Энергетическое распределение в области малых зарядностей для ионов, зарегистрированных и при меньших значениях плотности потока, изменяется незначительно.

Интересно отметить, что в энергетических распределениях ионы с зарядностью  $Z = 20$  обладают энергией 30 кэВ. Максимальная энергия в случае мишени из алюминия при плотности потока излучения  $3 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, соответствующая энергии ядер алюминия, равна 50 кэВ. Максимум энергетического распределения ядер алюминия расположен при ~35 кэВ. Такие особенности энергетических распределений многозарядных ионов связаны с влиянием процессов рекомбинации.

Это влияние легко усмотреть при исследовании изменения энергетических распределений при плотностях потока лазерного излучения, которые соответствуют пороговым значениям для образования ионов малой зарядности.

Если установить такое значение плотности потока, при котором образуются ионы только однозарядные, то в этом случае энергетическое распределение имеет два максимума. Первый максимум при меньшем значении энергии соответствует значению энергии собственно однозарядных ионов, а второй, более высокоэнергетический, является результатом рекомбинации двухзарядных ионов. В этом случае образовавшиеся двухзарядные ионы в процессе "вытягивания" их из плазменного сгустка электронами приобрели более высокую энергию, значение которой может сохраниться после рекомбинации.

Постепенное, по мере увеличения плотности потока, воздействующего на мишень излучения, расширение энергетического спектра, таким образом, можно объяснить рекомбинацией ионов более высокой зарядности.

Можно также предположить, что энергетическое распределение определяется механизмом гидродинамического разлета лазерной плазмы.

Таковые оценки, проведенные в предположении адиабатического разлета, оказываются меньше экспериментальных. По этой причине можно заключить, что ионы ускоряются в процессе разлета не только за счет гидродинамических процессов, но и за счет электростатических полей, образовавшихся вследствие разделения зарядов на краю плазмы.

Эту точку зрения подтверждают результаты экспериментов по исследованию энергетических спектров ионов при воздействии лазерного излучения на сложные мишени, такие как дейтерид лития и гидрид циркония. В этих экспериментах было получено, что энергетическое распределение атомов, способных ионизоваться только однократно, т.е. водорода и дейтерия, при любых значениях плотности потока имеют только один максимум в энергетическом распределении, т.е. отсутствует вклад от рекомбинации ионов более высоких зарядностей. В то же время энергетическое распределение ионов лития и циркония имеет вид, описанный выше.

Таким образом, эти эксперименты подтверждают правильность модели электростатического разлета плазменного сгустка и рекомбинационный характер энергетического распределения ионов различной зарядности.

Существенно, в заключение, отметить, что полное энергетическое распределение ионов лазерной плазмы занимает широкий интервал. При этом ионы фиксированной зарядности обладают определенным энергетическим интервалом и определенной энергией, величина энергии практически не зависит от плотности потока лазерного излучения. Это обстоятельство является существенным при реализации лазерного источника многозарядных ионов.

#### Угловое распределение ионов

Важной характеристикой является пространственное распределение разлетающихся ионов лазерной плазмы.

При детальном изучении пространственного разлета ионов различной зарядности выяснилось, что угловой разлет имеет целый ряд особенностей и отличается от изотропного.

Следует, кстати, отметить, что при любых исследованных потоках излучения, независимо от зарядности ионов, их энергии и угла падения луча лазера на мишень, наблюдается симметрия углового распределения относительно нормали к образцу.

Весьма интересным является тот факт, что чем выше зарядность иона и чем выше энергия иона, тем уже по отношению к нормали к поверхности мишени стягиваются угловые распределения, и для ионов максимальной зарядности они приобретают вид узкого лепестка. Это означает, что при всяком значении плотности пото-

ка излучения, при котором имеется свое значение максимальной зарядности иона, угловое распределение этих ионов максимальной зарядности будет практически одинаковым. Детальное экспериментальное исследование пространственного распределения ионов различных зарядностей в широком интервале значений плотности потока показали, что для ионов с зарядностью, большей чем шесть, пространственное распределение преимущественно сосредоточено в телесном угле  $\sim 10^{-2}$  ср.

Таким образом, в этом случае процессы ускорения и рекомбинации в лазерной плазме, по сути дела, способствуют естественному формированию пучка многозарядных ионов или ядер в пределах достаточно узкого телесного угла, что существенно облегчает решение задачи вытягивания ионов, формирования пучка и ввода - в ускоритель.

#### Оценка количества многозарядных ионов

Детально проведенные масс-спектрометрическим методом измерения энергетических и угловых распределений ионов от минимальной до максимальной зарядности позволяют оценить количество ионов различной зарядности, которое можно получить при воздействии сфокусированного лазерного излучения на твердую мишень. Общее количество испаренных из мишени атомов зависит от энергии лазера и при обычных условиях составляет величину  $\sim 10^{17}$  атомов за один импульс лазера.

Экспериментальные данные показывают, что при плотности потока излучения  $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup> полное число ионов после разлета плазмы на расстояние порядка одного метра составляет  $10^{15}$ .

Отсюда видно, что значительная часть ионов рекомбинирует, если считать, что при воздействии имеет место стопроцентная ионизация.

При тех же значениях плотности потока число ядер углерода оценивается как  $10^{13}$ , а число ядер алюминия  $10^{10}$ .

Число ионов с двадцатикратным зарядом можно оценить как  $10^{-4}$  от числа однозарядных ионов, представляющих основную часть регистрируемых частиц.

Естественно, что при увеличении энергии лазера общее число регистрируемых ионов будет возрастать.

#### Лазерный инжектор многозарядных ионов и ядер.

Эксперименты по регистрации в лазерной плазме многозарядных ионов и исследования характеристик ионной эмиссии показали, что лазерная плазма является эффективным источником многозарядных ионов и может быть использована для инжекции ионов и ядер в ускорительные установки.

Принципиальная схема лазерного инжектора была предложена в 1969 году. Достоинства такого инжектора, отражающие физические особенности образования и разлета лазерной плазмы, следующие:

- возможность получения ионов высокой зарядности вплоть до тяжелых ядер;
- весьма узкое угловое распределение ионов высших зарядностей и ядер;
- достаточно большое количество МЗИ и ядер;
- сравнительная простота устройства в целом.

В любой модификации лазерный инжектор содержит ОКГ, оптическую систему, фокусирующую излучение на мишень, и собственно мишень, размещенную в каком-либо вакуумном объеме.

Лазерный инжектор был создан в 1973 г. и испытан на циклотроне МИФИ. В этих экспериментах лазерная мишень помещалась внутри ускоряющего промежутка между дуантами. Оптическая система располагалась ниже дуантов, чтобы не перекрывать ионный пучок, так что излучение падало на мишень под углом  $45^\circ$ . Регистрация ускоренных ионов производилась дифференциальным коллекторм, перемещаемым вдоль радиуса камеры между дуантами.

В результате эксперимента были получены ионы дейтерия и зарегистрирован ускоренный пучок ионов вплоть до радиуса 13 см. При этом ток дейтонов составил 15 мкА, энергия - 750 кэВ и длительность импульса - 1,5 мкс за одну вспышку лазера.

Достоинства ионной эмиссии лазерной плазмы особенно удачно были использованы для ввода ионов в форинжектор линейного ускорителя и сопряженной с ним кольцевой ускорительной системы.

Для линейного ускорителя, вводящего ионы в синхрофазотрон, необходимы ионные пакеты определенной длительности. Так как ионы лазерной плазмы обладают существенным разбросом по скоростям, то требуемый ионный пакет формируется в процессе естественного расплывания плазменного сгустка по прохождении им некоторого временипролетного расстояния.

Узкое угловое распределение ионов с  $Z_{\max}$  позволяет избежать существенных потерь при разлете плазмы. Энергетический разброс ионов, используемый для формирования длительности ионного пакета, не является препятствием для захвата ионов в режим ускорения на линейном ускорителе, так как при ускоряющих напряжениях на форинжекторе 500 кВ относительный энергетический разброс составляет доли процента.

Лазерный инжектор многозарядных ионов в различных конструктивных вариантах был создан совместно с коллективом Лаборатории высоких энергий ОИЯИ и успешно испытан на форинжекторе, линейном ускорителе и синхрофазотроне ОИЯИ.

В эксперименте на форинжекторе была произведена инжекция и ускорение ионов водорода, углерода и циркония. В эксперименте на линейном ускорителе ЛУ-20 была осуществлена лазерная инжекция ионов и ядер углерода и алюминия.

Особый интерес представляет эксперимент по использованию лазерного инжектора в совокупности со всей ускорительной системой включая синхрофазотрон (см. КЭ).

В эксперименте использовался твердотельный лазер, обеспечивающий требуемый поток излучения на мишенях из углерода и дейтерированного полиэтилена. Частота срабатывания инжектора - один раз в минуту.

Вывод ускорительной системы в режимы ускорения производится с использованием дейтонов лазерной плазмы. Затем, после замены мишени, в ускорительный тракт вводились ядра углерода, образованные в лазерном инжекторе.

Впервые в мире в январе 1976 г. пучок ядер углерода, полученных в лазерном инжекторе, был ускорен до энергии 50 ГэВ и выведен из синхрофазотрона на ядерные фотозумьсии, где зафиксированы следы заряженных частиц. Помимо физического результата, важной является и методика эксперимента, поскольку до сих пор отсутствовал какой-либо опыт работы по получению релятивистских пучков сложных ядер.

С точки зрения создания лазерного ионного источника эксплуатационного типа в настоящее время наиболее перспективным представляется лазер на углекислом газе.

Это обусловлено его сравнительно высоким коэффициентом полезного действия и значениями энергетических и мощностных параметров, достигнутых сегодня, которые удовлетворяют по зарядности и количеству получаемых ионов.

Проведенные к настоящему времени экспериментальные исследования показывают, что при использовании  $CO_2$  - лазера требуемые значения плотностей потока лазерной энергии для получения ионов определенной зарядности снижаются на два порядка.



## ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ИСТОЧНИК МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

В.Г.Абдульманов, В.Л.Ауслендер, Ю.М.Колокольников, А.Т.Попов,  
О.Я.Савченко

Институт ядерной физики СО АН СССР

С 1970 года в ИЯФ СО АН СССР ведется разработка ускорительного комплекса ионного синхротрона Б-5, предназначенного для радиационно-химических, медико-биологических и других научных исследований<sup>1/1</sup>.

Синхротрон Б-5 должен работать с частотой 50 Гц и вместе с инжектором, высокочастотным ускорителем ИЛУ-5<sup>1/2</sup>, рассчитан для ускорения протонов и многозарядных ионов с соотношением  $\frac{Z}{A} \approx 0,5$ . По сути дела синхротрон Б-5 рассчитан, прежде всего, для ускорения ядер, что вместе с требованием большой частоты повторения и интенсивности наложило целый ряд дополнительных требований к разрабатываемому для этого комплекса источнику многозарядных ионов.

Источник многозарядных ионов должен обеспечивать:

- 1) интенсивность  $n_i$  до  $10^9$  ядер/имп.;
- 2) частоту повторения циклов ионизации 50 Гц;
- 3) получение ядер элементов вплоть до ядер аргона  $A_r^{+18}$ ;
- 4) время выхода ионов из области ионизации  $\sim 2$  мкс.

При этом должна быть обеспечена высокая надежность установки, достаточная для безаварийной работы в предельных режимах. Из известных в настоящее время способов получения многозарядных ионов наиболее приемлемым для решения этой задачи является электронно-лучевой источник, предложенный в 1967 году Е.Д.Донцом<sup>1/3-4</sup>. Он и был выбран за основу. Требования высокой надежности электронно-лучевого источника, большая частота повторения рабочих циклов — 50 Гц и необходимость реализации фактора ионизации  $G = j_e \tau \sim 10^{20}$  эл/см<sup>2</sup> при относительно малом времени ионизации (не более 20 нс) обусловили необходимость разработки электронно-лучевой системы источника, в которой используется электронная пушка с малой удельной эмиссией катода и большой компрессией электронного пучка<sup>1/9</sup>. В свою очередь, относительно короткое время ионизации, не более 20 нс, позволяет снизить требование к вакууму в рабочей области до  $10^{-9} + 10^{-10}$  Тор. Эти два фактора и обусловили выбор теплового варианта фокусирующего соленоида, т.к. криогенный вариант сверхпроводящего соленоида неоправданно усложнил бы решение поставленной задачи, ввиду необходимости обеспечения тепловой развязки от электронной пушки с высоким уровнем теплового излучения.

В настоящее время в ИЯФ СО АН СССР разработан для комплекса синхротрона Б-5 электронно-лучевой ионный источник "Ибис" с проектными параметрами, удовлетворяющими основным требованиям.

Электронно-оптическая система ЭОС ионного источника ИБИС рис.1а включает в себя: электронную пушку Миллера I с компрессией электронного пучка по площади  $\sim 150$  и удельной эмиссией катода не более  $5A/cm^2$ , область дрейфовой трубки 2 внутри фокусирующего соленоида 3 конструкции Биттера, электронный коллектор 4. Для увеличения стабильности электронного пучка в области дрейфа применено частичное экранирование катода магнитным полюсом 6 от магнитного

поля соленоида. Для согласования электрических и магнитных силовых линий в области пучка с параметром катодных условий

$$K = \frac{\psi_k}{\psi_0} = 1,$$

где  $\psi_k$  - поток магнитного поля через катод,  $\psi_0$  - поток магнитного поля в поперечном сечении электронного пучка в однородном поле соленоида, применена корректирующая катушка 5, это позволяет увеличить удельную плотность электронного пучка более чем в 2 раза при практически полном совпадении электрических и магнитных силовых линий. Магнитный полюс 7 обеспечивает формирование магнитного поля нужной конфигурации в области электронного коллектора.

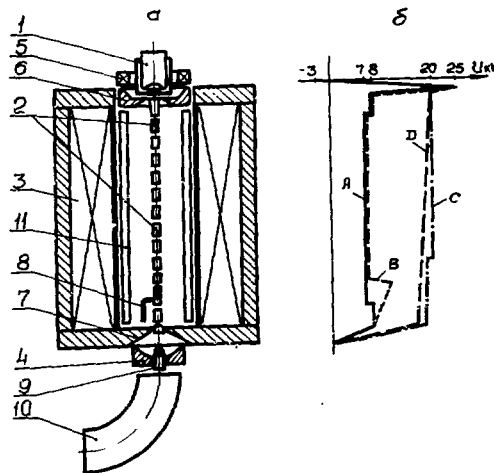


Рис. 1а - Схема электронно-лучевого источника ионов "ИБИС".

1 - электронная пушка, 2 - секции дрейфовой трубки, 3 - фокусирующий соленоид, 4 - электронный коллектор, 5 - корректирующая катушка, 6, 7 - магнитные полюса, 8 - источник рабочего вещества, 9 - вытягивающий электрод, 10 - магнитный анализатор;

б - распределение потенциалов А, В, С, Д на секциях дрейфовой трубки.

В области дрейфовых трубок, примыкающих к аноду, предусмотрено частичное торможение пучка до значения микропереванса  $\rho \approx 5$ , рис. 1б, А-В. При таком способе формирования электронного пучка обеспечивается  $\sim$  в 5 раз больший ток пучка, и соответственно его плотность в области ионизации при заданной энергии электронов по сравнению со способом формирования электронного пучка без торможения.

#### Проектные параметры ЭОС

1. Микропереванс электронной пушки
2. Микропереванс электронного пучка в области дрейфа
3. Микропереванс электронного пучка на коллекторе электродов
4. Токооседание на анод
5. Токооседание на первую секцию дрейфовой трубки

$0,9 \text{ мкА/В}^{3/2}$   
 $4,6 \pm 5 \text{ мкА/В}^{3/2}$   
 $30 \text{ мкА/В}^{3/2}$   
 $< 5 \cdot 10^{-4}$   
 $< 10^{-4}$

6. Токоседание на остальные секции дрейфовых трубок в сумме

$< 10^{-4}$ .

7. Фокусирующее магнитное поле в кроссовере в области ионизации

1,2+1,5 Вб,  
1,5+2 Вб.

Номинальные расчетные параметры ЗОС источника "Ибис" приведены на рис.1б, А, В.  $V_k = -3$  кВ,  $V_a = +25$  кВ,  $V$  дрейфа  $\geq +7$  кВ,  $V_{код} \cong 0$ ,  $J_k = 5$  А,  $V_c = 10$  кГс+12 кГс.

Диаметр трубок дрейфа 4 мм при диаметре электронного пучка 1 мм по уровню 0,1; распределение плотности тока в поперечном сечении пучка приведено на рис.2. Ток электронного пучка близок к предельному  $J_0$  для случая малой компенсации объемного заряда пучка <sup>6/</sup>. Крайние трубки дрейфа служат для создания ионной ловушки в области дрейфа, длина ловушки  $\approx 40$  см. В источнике предусматривается дозированное экономичное испарение электронным пучком веществ в твердой фазе непосредственно в области ионной ловушки. Дозированный напуск газа в область ловушки будет осуществляться способом "электронного регулятора" <sup>5/</sup> со стороны коллектора электронов, рис.1а, 8 и рис.1б, А-В.

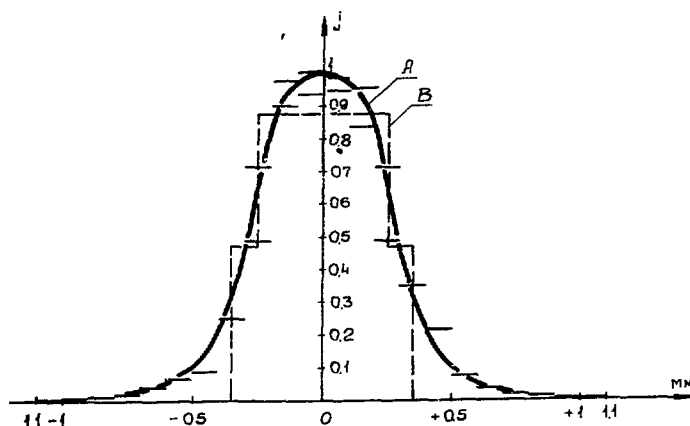


Рис.2. Распределение плотности тока в поперечном сечении электронного пучка.

Для реализации быстрого вывода ионов рассматривается 2 варианта: вывод с полной длины ионной ловушки с большим ( $\sim 10+12\%$ ) энергетическим разбросом ионов, рис.1б, Д, и вывод с укороченной ионной ловушкой с малым ( $\sim 0,5+1\%$ ) энергетическим разбросом, рис.1б, С. В обоих случаях будет осуществляться подъем потенциала дрейфовых трубок до напряжения вывода  $\sim +20$  кВ. Вытягивающий электрод, рис.1а, 9, находится под нулевым или близким к нулю потенциалом. Наиболее целесообразным является быстрый вывод ионов с укороченной ловушкой. При этом способе укорачивание ионной ловушки будет осуществляться относительно медленно (за время  $10+20$  мкс) путем создания соответствующего распределения потенциалов на дрейфовых трубках.

В области ионной ловушки необходимо иметь вакуум не хуже  $10^{-9}$  Тор для реализации времени ионизации  $\sim 20$  мс при условии  $\sim 10\%$  компенсации объемного заряда пучка на остаточном газе.

Такой вакуум планируется получить в рабочем режиме с помощью проектируемой в настоящее время распределенной внутри вакуумной камеры системы магнеторазрядных насосов, рис. Ia, II, работающих на собственном поле соленоида<sup>/7,8/</sup>. Кроме того, будет предусмотрена установка азотных криопанелей<sup>/8/</sup>.

Инжекция ионов в ускоритель ИЛУ-5 будет осуществляться через поворотный (на  $90^\circ$ ) магнит, рис. Ia, IO, который в процессе наладки ионного источника будет работать в качестве магнитного анализатора.

В 1977-78 гг. отработана электронно-оптическая система источника в импульсном режиме, получен электронный пучок с током 1А в импульсе при частичном торможении до микропереванса  $\rho = 5 \frac{\text{мкА}}{\text{В}^{3/2}}$ . Величина токооседания на анод составляла  $J_a \approx 10^{-2} J_k$ . Дальнейшая доработка электронной пушки и точное согласование электрических и магнитных силовых линий в области пушки позволит снизить токооседание на анод до требуемой величины.

Снято распределение плотности тока в поперечном сечении пучка рис. 2А в стационарном поле соленоида методом двух поперечных щелей. Пунктирной линией, рис. 2, В, показано усредненное распределение плотности в центральной части пучка, снятое щелевым детектором с шириной щелей  $0,5 \times 0,5 \text{ мм}^2$  (верхняя часть и нижняя часть), размер щелей  $0,7 \times 0,7 \text{ мм}^2$ . При этом на размер квадрата  $0,5 \times 0,5 \text{ мм}^2$  приходится не менее 40% общего тока пучка, а на размер  $0,7 \times 0,7 \text{ мм}^2$  не менее 65%. Полный диаметр пучка 2,2 мм. Распределение тока в пучке не зависит от величины тока и энергии во всем диапазоне проведенных измерений от 30 мА до 1 А. Полученная плотность электронного пучка в центральной области радиусом 0,2 мм составляет не менее  $200 \text{ А/см}^2$ .

#### Л и т е р а т у р а

1. Абдульманов В.Г. и др. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. т. I, Серпухов, 1977.
2. Абдульманов В.Г. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР 78-25, Новосибирск, 1978.
3. Донец Е.Д. Авторское свидетельство 248860, ОИПОТЗ, 1969, №24, с. 65.
4. Донец Е.Д. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. т. I, М., Наука, 1977.
5. Донец Е.Д., Ильченко В.И., Альперт В.А. Авторское свидетельство 375708, ОИПОТЗ, 1973, №16, с. 130.
6. Незлин М.В., Солнцев А.М. ЖЭТФ, 53, 437, 1967.
7. Анашин В.В. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. т. I, М., "Наука", 1977.
8. Саксаганский Г.Л., Котельников Ю.Н., Малев М.Д., Смирницкая Г.В., Фреоров В.Б. Сверхвысокий вакуум в радиационно-физическом аппаратостроении, М., Атомиздат, 1976.
9. Алямовский И.В. Электронные пучки и электронные пушки. М., "Советское радио", 1966.

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ПЕРЕЗАРЯДНЫМ МЕТОДОМ ИНТЕНСИВНОГО ПУЧКА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПО ЯДЕРНОМУ СПИНУ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА

В. Г. Шамо́вский, Ю. М. Ша́тунов

Институт ядерной физики СО АН СССР

Существует принципиальная возможность получения интенсивного пучка поляризованных по ядерному спину отрицательных ионов водорода, до сих пор, по-видимому, нигде не реализованная, заключающаяся в следующем. Пучок быстрых протонов, проходя через мишень, состоящую из поляризованных атомов, образует поток быстрых нейтральных атомов водорода, поляризованных по спину электрона. Соответствующим радиочастотным переходом можно перевести атомарный пучок из состояния с электронной поляризацией в состояние с ядерной поляризацией. Дальнейшая перезарядка быстрых нейтральных атомов водорода на неполяризованной перезарядной мишени дает пучок отрицательных ионов водорода, поляризованных по ядерному спину. Этот метод, впервые предложенный Е. К. Завойским<sup>[1]</sup>, в принципе, позволяет получить пучок ионов  $H^-$  (или  $D^-$ ) значительно большей интенсивности, со степенью поляризации, близкой к 100%, и малым фазовым объемом.

Попытка реализовать эту идею путем перезарядки пучка протонов в мишени из поляризованных атомов водорода<sup>[2]</sup> оказалась малоуспешной из-за сильного фона неполяризованных атомов. В настоящей работе рассматривается возможность реализации этого метода с использованием в качестве поляризованной перезарядной мишени паров щелочного металла. Преимущества щелочных металлов, в частности цезия, перед водородом следующие: а) возможность снижения фоновой загрузки до пренебрежимо малой величины путем вымораживания паров на охлаждаемых стенках, б) аномально большой выход ионов ( $\approx 20\%$ ) при энергии протонов 0,3-1 кэВ, в) относительная простота получения интенсивного атомарного пучка цезия.

Поляризованную мишень, состоящую из атомов щелочного металла, можно получить либо методом оптической накачки, либо с использованием атомарного пучка, пропущенного через шестипольный магнит. Ниже обсуждается лишь второй способ. Степень поляризации атомарного пучка на выходе из шестипольного магнита монотонно зависит от параметра  $\alpha = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu H_{max}}{kT}}$  и при изменениях  $\alpha$  от 3,5 до 4,5 меняется от 97 до 99% (здесь  $L$  и  $r_0$  — длина и внутренний радиус секступоля,  $H_{max}$  — его максимальное магнитное поле,  $T$  — температура цезиевого пучка,  $\mu$  — магнетон Бора).

Пропускная способность секступольного магнита ограничивается рассеянием атомов цезия в пучке и не превышает величины  $\left(\frac{\partial N_{Cs}}{\partial \alpha}\right)_{\alpha} = \sqrt{2\pi} \frac{\sigma_0}{\sigma_k \alpha} \sqrt{\frac{\mu H_{max}}{M_{Cs}}}$ ,

где  $\sigma_k$  — газокинетическое сечение,  $M_{Cs}$  — масса атома цезия. Атом цезия при прохождении через протонный пучок испытывает перезарядку на длине

$\lambda = \frac{e \langle v_{Cs} \rangle}{\sigma_0 j^+}$ , которая в реальных условиях может быть сделана меньше поперечного размера пучка ( $\sigma_0$  — сечение перезарядки,  $\langle v_{Cs} \rangle$  — средняя скорость атомов цезия). В этом случае выход быстрых нейтральных атомов из перезарядной мишени равен эквивалентному току поляризованных атомов цезия, величина которого, как нетрудно убедиться подстановкой в вышеприведенные выражения разумных значений  $H_{max}$ ,  $L$ ,  $T$ , составляет величину  $\sim 5$  эквивалентных

миллиампер ( $(\frac{\partial N_{\text{от}}}{\partial t})_{\text{max}} \sim 0,3 \cdot 10^{17}$  ат./с). Требуемая при этом плотность тока протонов  $j^+$  оказывается относительно небольшой —  $\sim 0,5$  А/см<sup>2</sup>.

Равновесный выход отрицательных ионов водорода при последующей перезарядке пучка быстрых нейтральных атомов в неполяризованной цезиевой мишени составляет, как уже отмечалось, величину  $\approx 20\%$ . Таким образом, можно надеяться получить пучок ионов H<sup>-</sup>, поляризованных по ядерному спину, с интенсивностью  $\approx 1,0$  мА, что существенно превышает величину, достигнутую методами, применяемыми в настоящее время.

Рассмотрим факторы, определяющие степень ядерной поляризации пучка отрицательных ионов водорода. Главными из них являются: 1) степень поляризации цезиевого пучка в первой перезарядной мишени; 2) сохранение электронной поляризации в процессе перезарядки  $H^+ + C_1 \rightarrow H^0 + C_1^+$ ; 3) эффективность радиочастотного перехода; 4) сохранение ядерной поляризации в процессе перезарядки  $H^0 + C_2 \rightarrow H^- + C_2^+$ . Наиболее существенный вклад в деполяризацию полученного пучка H<sup>-</sup> вносят факторы 1) и 2). Вклад третьего процесса, как известно, пренебрежимо мал. Для обеспечения высокой эффективности радиочастотного перехода в нашем случае естественно воспользоваться малостью разброса скоростей в протонном пучке. Осуществляя радиочастотный переход обычным резонансным методом, можно, согласно оценке, достичь ситуации, когда вклад этого эффекта в деполяризацию будет пренебрежимо малым.

Как отмечалось выше, степень поляризации цезиевого пучка может достигать величины  $\approx 97-99\%$ .

Наибольший вклад в деполяризацию вносит второй процесс. Так как перезарядка протона на цезии идет в основном через возбужденное состояние атома водорода, спин-орбитальное взаимодействие в отсутствие внешних полей приводит к существенной деполяризации атомов водорода. Остаточная степень поляризации пучка в этом случае не превосходит 40%. Для того чтобы повысить степень поляризации пучка быстрых атомов водорода, перезарядку нужно проводить в сравнительно сильном магнитном поле, разрывающим спин-орбитальную связь. Вероятность деполяризации в этом случае  $W_{\text{деп}} = \frac{3}{2} \left( \frac{H_0}{H} \right)^2$ , где  $H_0 = 7850$  Э. Видно, что в поле  $H \sim 15$  кЭ вероятность деполяризации  $\approx 2\%$ .

В заключение остановимся на некоторых возможных резервах дальнейшего повышения интенсивности поляризованного пучка H<sup>-</sup>. Одним из очевидных способов повышения интенсивности является использование в качестве поляризованной перезарядной мишени устройства, состоящего из нескольких секступольных магнитов. В связи с небольшими размерами и относительно невысокой мощностью питания ( $\sim 3$  кВт) каждого из них кажется вполне разумным использовать систему, состоящую из 8-10 секступлей. Очевидно, что при этом интенсивность источника зависит почти линейно от числа секступолей.

Кроме того, как можно заметить в рассмотренном выше случае, толщина поляризованной перезарядной мишени почти на два порядка меньше оптимальной. Получить мишень оптимальной толщины в атомарном пучке цезия практически невозможно. Однако можно надеяться осуществить накопление необходимого числа атомов цезия в объеме, ограниченном стенками, выполненными из материала, существенно не изменяющего поляризацию атомов при столкновениях (как это делается, например, в лазерах). В этом случае возможно существенное повышение импульсного тока ионов H<sup>-</sup> по сравнению с перезарядкой на атомарном пучке. Последнее, естественно, требует серьезной экспериментальной проверки.

Итак, практическая реализация перезарядного метода позволяет надеяться получить пучки отрицательных ионов H<sup>-</sup> ( $\mathcal{D}$ ) с интенсивностью до 10 миллиампер при степени поляризации, близкой к 100%, и малом фазовом объеме.

Л и т е р а т у р а

1. Завойский Е.К., ЖЭФ, 1957, 32, стр.408.
2. Аджьевич и др. Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. I, М., "Наука", 1972, с. 83.

## СПЕКТРОМЕТРИЯ И ФАЗОВЫЙ АНАЛИЗ УСКОРЕННОГО ПУЧКА ПРОТОНОВ ПО ВТОРИЧНОМУ ЭЛЕКТРОННОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

А.М.Треть

Московский инженерно-физический институт

Разработка и создание высокоточных линейных резонансных ускорителей протонов на энергию  $10^2 + 10^3$  МэВ выдвигают жесткие требования к устройствам диагностики ускоренного пучка и, прежде всего, к измерению фазового и энергетического спектров: высокое относительное разрешение по импульсу и фазе без существенного возмущения исследуемого пучка. Это требование определяется допустимым уровнем активации экспериментального оборудования.

### Фазовый анализ ускоренного пучка протонов

Фазовое распределение во многом определяет радиальные характеристики и энергетический спектр пучка протонов на выходе линейного ускорителя. Особое значение имеет экспериментальное определение фазового, фазово-энергетического распределений для ускорителей, состоящих из двух частей (длина волны ускоряющего ВЧ-поля которых различна), с целью согласования продольного эмиттansa пучка на выходе первой части ускорителя с акселтансом второй.

Анализаторы с фазовым разрешением  $\Delta\varphi = 1^\circ$  для ускорителей с частотами ускоряющего поля  $f = 200$  МГц и  $1$  ГГц должны иметь полосы пропускания  $\Delta F$  соответственно  $36$  и  $180$  ГГц, что следует из теоремы Котельникова:  $\Delta F = 360^\circ f / 2\Delta\varphi$ , где  $\Delta\varphi$  в градусах. Поэтому фазовый анализ в метровом и более коротком диапазоне длин волн ускоряющего ВЧ-поля с разрешением в  $1^\circ$  возможен лишь косвенными методами, которые, по существу, сводятся к продольной или поперечной импульсной модуляции в зависимости от фазы влета частиц в сепарирующий ВЧ-элемент с последующим их пространственным разделением и измерением тока выделенных компонент [2,3].

Предлагается фазовое распределение протонов с энергией более  $100$  МэВ определять по фазовому распределению коллимированного пучка высокоэнергетических вторичных электронов (т.е.  $\delta^-$ -электронов, с энергией более  $1$  кэВ), выбитых из тонкой мишени, практически невозмущающей исследуемый пучок протонов [4]. Импульс вторичных электронов на три порядка меньше импульса протонов. Поэтому устройства, реализующие данный метод, обладают высоким разрешением, имеют малые габариты и "прозрачны" для пучка протонов. Временная дисперсия выхода вторичных высокоэнергетических электронов с энергией более  $10$  кэВ из фольги толщиной менее  $10$  мкм не превосходит  $0,2$  пс [5].

На рис.1 изображена функциональная схема фазово-энергетического анализатора. В канале протонного пучка установлены:  $M_1, M_3$  - магниты, корректирующие параметры пучка протонов, возмущенные магнитным анализатором  $M_2$ ;  $\Phi$  - мишень из углеродной пленки толщиной менее  $200$  мкг/см<sup>2</sup>;  $K_1$  - коллиматор из углерода, выделяющий вторичный пучок электронов по углу рассеяния  $\theta_2$ ;  $C$  - ВЧ-дефлектор в виде коаксиального резонатора с укорачивающей емкостью;  $M_2$  - магнитный анализатор вторичных электронов;  $K_2$  - коллиматор, который выделяет частицы в медианной плоскости по импульсу, а в аксиальной - по углу отклонения частиц в



ВЧ-дефлекторе;  $D$  - сцинтилляционный счетчик с пластмассовым сцинтиллятором. В качестве материала мишени и коллиматора  $K_1$  выбран углерод, который минимально возмущает эмиттанс и энергетический спектр исследуемого пучка, имеет малое сечение выхода нейтронов. Электроны, рассеянные под углом  $\theta_2 = 0$  и не получившие угловое отклонение на выходе ВЧ-дефлектора, подвергаются магнитному анализу и регистрируются детектором. ВЧ-дефлектор возбужден на частоте питания ускорителя. На входе дефлектора установлен фазовращатель, измерение тока электронов от положения которого и представляет измерение фазового распределения.

Разброс электронов по импульсу  $\Delta P_2$  влечет за собой перегрушировку их на свободном участке длиной  $L_{св}$  от мишени до ВЧ-дефлектора, которую можно определить в виде

$$\Delta \varphi_p \approx \frac{360^\circ}{\lambda_{свч}} \cdot \frac{L_{св}}{\gamma_2^2 \beta_2} \cdot \frac{\Delta P_2}{P_2}, \quad (I)$$

где  $\gamma_2 = \mathcal{E}_2/m_2 c^2$  - лоренц-фактор, а  $\mathcal{E}_2$  и  $\beta_2$  - полная энергия и относительная скорость электрона. Для уменьшения указанной расфазировки установлен магнитный анализатор  $M_2$ , который позволяет определить фазовое распределение с разрешением по фазе не хуже  $1^\circ$  для ряда значений импульса  $P_2$ , т.е. фазово-энергетическое распределение. Покажем, что по энергетическому спектру вторичного пучка  $f_2(\mathcal{E}_2)$  можно определить спектр первичного.

#### Спектрометрия протонного пучка

Рассматривается рассеяние протонов на свободных электронах, когда энергия переданная электрону, значительно больше потенциала ионизации. Тогда энергия электрона  $\mathcal{E}_2$  из законов сохранения импульса и энергии однозначно связана с его углом рассеяния  $\theta_2$  и энергией протона  $E_1$ . Относительный разброс по импульсу вторичных электронов на выходе коллиматора  $K_1$  в приближении малой угловой неопределенности  $\Delta \theta_2$  рассеяния электронов, зарегистрированных детектором  $D$ , т.е.  $\Delta \theta_2 \ll 1$  и малого разброса протонов по импульсу  $P_1$  на входе ( $\Delta P_1/P_1 \ll 1$ ) определится как

$$\frac{\Delta P_2}{P_2} = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \frac{1 + \gamma_1 \frac{W_{02}/W_{01}}{1 + W_{02}/W_{01}}}{\gamma_1 + W_{02}/W_{01}} \cdot \frac{\Delta P_1}{P_1} - \gamma_2 \cdot \text{tg} \theta_2 \Delta \theta_2 + \dots, \quad (2)$$

где  $\gamma_1, \gamma_2$  и  $W_{01}, W_{02}$  - лоренц-фактор и энергия покоя соответственно протона и электрона.

Второе слагаемое в (2) описывает уширение спектральной линии прибора, которое носит кинематический характер, определяется угловой неопределенностью рассеяния электрона  $\Delta \theta_2$ , зарегистрированного детектором, и минимально при угле  $\theta_2 = 0$ . Основной вклад в уширение спектральной линии вносит упругое рассеяние электронов в мишени. С уменьшением толщины, атомного номера вещества мишени этот эффект можно свести к минимуму. В случае  $\Delta \theta_2 \ll \Delta P_1/P_1$  распределения по энергии первичного пучка и вторичного по форме совпадают, в противном случае необходимо первичный спектр восстанавливать по спектру электронов.

В результате однократного электронного рассеяния протоном энергетический спектр электронов  $f_2(\mathcal{E}_2)$ , рассеянных под углом  $\theta_2$  в интервале  $\Delta \theta_2$ , определится через спектр первичного пучка протонов  $f_1(E_1)$  следующим образом:

$$f_2(\mathcal{E}_2) = \int_{[E_1]} \int_{[\theta_2]} f_1(E_1) \frac{1}{P} \cdot \frac{dP}{d\mathcal{E}_2} \delta(\theta_2 - \theta_2') F(\theta_2) d\theta_2 dE_1, \quad (3)$$

где  $\sigma(E_1)$  - полное сечение протон-электронного рассеяния,  $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\Omega_2} \frac{\delta(\theta_2 - \theta_2^0)}{\sin \theta_2}$  - вероятность рассеяния электрона с энергией  $\epsilon_2$  в единичный интервал энергии и в единичный телесный угол в направлении  $\theta_2$  на один налетающий протон с энергией  $E_1$ ;  $\theta_2^0$  - угол рассеяния электрона, однозначно определяемый через  $E_1$  и  $\epsilon_2$ ;  $F(\theta_2)$  - функция ценности частицы, т.е. плотность распределения электронов по углу  $\theta_2$ , при котором происходит регистрация их детектором. Энергетический спектр протонов  $f_1(E_1)$  является решением интегрального уравнения Фредгольма I-го рода (3). Аппаратурная функция, т.е. ядро уравнения (3), определяется из (3) при  $f_1(E_1) = \delta(E_1 - E)$ . Восстановление истинного спектра  $f_1(E_1)$  по экспериментальному  $f_2(\theta_2)$  из уравнения представляет собой некорректно поставленную задачу, которая решалась методом регуляризации [6].

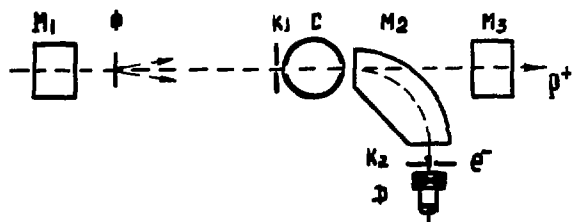
Экспериментальная проверка полученных соотношений проводилась на пучке электронов с энергией 1-2 МэВ. Энергия вторичных электронов изменялась от 300 до 500 кэВ при  $\theta_2 = 45^\circ$ . Мишень из алюминия имела толщину 1,3 мг/см<sup>2</sup>. Аппаратурная функция рассчитывалась методом Монте-Карло. На рис.2 приведены экспериментально полученные спектры первичного пучка, вторичного и восстановленный первичный по вторичному, изображенный пунктиром. Ширина энергетического спектра первичного пучка на полувысоте совпадает с соответствующей величиной восстановленного спектра. С этой целью восстановленная кривая была смещена по оси импульсов до совпадения максимумов распределений.

Использование сверхтонких мишеней позволит проводить непрерывный контроль за фазовым и энергетическим спектрами ускоренных протонов без их восстановления с разрешением по фазе в  $1^\circ$  и по импульсу -  $10^{-3}$ .

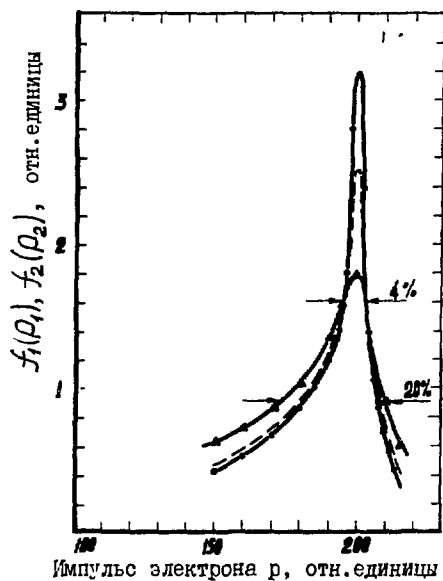
В заключение автор считает своим приятным долгом выразить признательность О.А.Вальднеру, А.А.Глазкову за поддержку в проведении данной работы и С.К.Есину за ряд ценных замечаний.

#### Л и т е р а т у р а

1. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы. М., "Советское радио", 1971, с.98.
2. Измерение распределения заряда по фазам в ступках на линейном ускорителе с бегущей волной. ЖТФ, 1969, т.39, №3, с.500-505. Авт.: Г.М.Иванов, В.В.Пилипенко, А.А.Махненко, А.Н.Довбня.
3. Зыков А.И., Крамской Г.Д., Островский Е.К. Измерение фазового спектра с помощью высокочастотного сепаратора. ЖТФ, 1969, т.39, №6, с.1007-1010.
4. Тронь А.М. Способ измерения фазового распределения пучка заряженных частиц. Авт.свидетельство СССР № 484814, кл. Н05Н 7/00. Бюл. ОИПОТЗ, 1976, №31, с.187.
5. Тронь А.М. Использование высокоэнергетических вторичных электронов для измерения фазово-энергетического спектра ускоренного пучка ЛУЭ. Ускорители, Вып.15, М., Атомиздат, 1976, с.77-80.
6. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М., "Наука", 1974, с.71-83.



Р и с. 1. Функциональная схема фазово-энергетического анализатора  $\Phi$  - мишень;  $M_1, M_3$  - корректирующие магниты;  $K_1, K_2$  - коллиматоры;  $M_2$  - анализирующий по импульсу магнит;  $C$  - ВЧ-дефлектор;  $D$  - сцинтиляционный счетчик.



Р и с. 2. Распределение электронов по импульсу:  
 ● - спектр первичного пучка  $f_1 (p_1)$ ;  
 ▲ - спектр вторичного пучка  $f_2 (p_2)$ ;  
 - - спектр первичного пучка, восстановленный по вторичному.

## ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СВЧ-СИСТЕМ В УСКОРИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКЕ

А.Н.Диденко, Л.М.Севржова

Научно-исследовательский институт ядерной физики  
при Томском политехническом институте

Последние два десятилетия характеризуются интенсивным внедрением сверхпроводимости в различные отрасли науки и техники. В настоящее время в ускорительной технике наиболее широко используются сверхпроводящие магниты. Успехи в применении сверхпроводящих ускоряющих СВЧ-устройств являются пока более скромными. Дело в том, что этому вопросу долгое время уделялось недостаточное внимания и, как нам кажется, незаслуженно. Однако такие системы могут представлять большой интерес при разработке высокоэффективных ускоряющих структур линейных и циклических ускорителей заряженных частиц, электронно-позитронных накопителей на сверхвысокие энергии и сепараторов частиц высоких энергий /1/.

Анализ проектов циклических ускорителей и накопителей заряженных частиц показывает, что с увеличением конечной энергии ускоряемых частиц большое значение приобретает прирост энергии частиц на оборот, или темп ускорения. Но увеличение темпа, например, в электронных синхротронах, связано с необходимостью дополнительной компенсации потерь на излучение электронов высоких энергий, движущихся по криволинейной орбите. Эти потери энергии настолько велики, что требуется дополнительное использование мощных ВЧ-генераторов для их компенсации. Особенно это важно для накопителей заряженных частиц, где СВЧ-генератор должен обеспечить высокую мощность в непрерывном режиме. Для таких систем более перспективно использование сверхпроводящих волноводов и резонаторов.

Особенно большие преимущества проявляются при использовании сверхпроводящих СВЧ-систем в электронно-позитронных накопительных кольцах. В этом случае потери в стенках ускоряющих систем из металлов с нормальной проводимостью исчисляются мегаваттами, что находится уже на пределе технических возможностей. Замена обычной системы на сверхпроводящую позволяет существенно увеличить предельно допустимые энергии в этих установках, что можно хорошо проиллюстрировать на примере электронно-позитронного кольца РЕТРА (ФРГ) на энергию 5-19 ГэВ /2/.

Следует подчеркнуть, что сооружение сверхпроводящих СВЧ-структур электронно-позитронных накопителей, где требуются градиенты энергии всего 2-6 МэВ/м, возможно уже сейчас на основе использования технологии, разработанной в /3,4/.

Сверхпроводящие ускоряющие системы могут представлять большой интерес и для линейных ускорителей. Однако в этом случае необходимо обеспечить градиенты энергии уже порядка 30 МэВ/м и более.

Ещё в 1963 году группа учёных Стэнфордского университета предложила заменить 3-км волновод линейного ускорителя на сверхпроводящий /5/. Предлага-

лось получить градиент энергии в нём 33 МэВ/м. Это позволило бы довести энергию ускорителя до 100 ГэВ. Несмотря на то, что на отдельных резонаторах и в Советском Союзе /6/, и за рубежом /7/ уже получены пиковые электрические поля порядка 30 МэВ/м для резонаторов 10-см диапазона, такие высокие напряженности пиковых электрических полей до сих пор ещё не достигнуты на больших ниобиевых структурах. Практически градиенты энергии в сверхпроводящих волноводах пока составляют всего 3-6 МэВ/м. Таким образом, повышение градиентов в ускоряющих СВЧ-структурах является задачей кардинальной важности.

Анализ экспериментальных данных показал, что причиной таких низких градиентов в больших структурах являются эмиссионные эффекты. Это свидетельствует о том, что возможности СВЧ-систем многократно умножатся, если будут найдены эффективные методы борьбы с автоэмиссией и мультипектором и если градиенты электрического поля в больших структурах будут доведены до указанных выше величин.

Ниже приводятся данные, позволяющие надеяться на реальность достижения таких значений в ближайшем будущем.

В настоящее время широко используются сверхпроводящие резонаторы и волноводы, изготовленные из поликристаллического ниобия электронно-лучевой плавки. Границы зёрен, представляющие собой области неомогенности, вызывают большие автоэмиссионные токи. Эксперименты показали, что некоторого повышения ВЧ критических полей можно добиться за счёт роста размера зёрен, т.е. за счёт сокращения удельной поверхности границ зёрен, например используя исходный крупнокристаллический ниобий или рост зерна в процессе высокотемпературного отжига в сверхвысоком вакууме.

Как показали исследования, проведённые в НИИ ядерной физики, значительного повышения градиентов электрических полей можно добиться, если сверхпроводящие СВЧ-системы изготовить из монокристаллического ниобия. В этом случае сравнительно малый выигрыш в работе выхода электронов вызывает резкое снижение эмиссионных токов. Снижение эмиссионных токов приводит к устранению мультипекторного эффекта в сверхпроводящих структурах и повышению градиентов электрических полей.

Расчёты, проведённые авторами по формуле Фаулера-Нордгейма, показали, что в монокристаллическом сверхпроводящем резонаторе 10-см диапазона критическое поле может быть увеличено в 2-2,4 раза.

Следует отметить, что малые значения критической напряженности электрического поля для больших структур обычно объясняются увеличением общей площади, занимаемой границами зёрен на рабочей поверхности СВЧ-структуры /7/. Поскольку в сверхпроводящей структуре, изготовленной из монокристалла, вообще отсутствуют границы зёрен, то с этой точки зрения критические ВЧ-поля в структурах должны быть равны полям, достигнутым в отдельных сверхпроводящих резонаторах.

Кроме того, сверхпроводящие резонаторы и структуры из монокристаллического ниобия перспективны не только с точки зрения увеличения критических полей. Использование монокристаллического ниобия в виде листов и болванок для изготовления резонаторов и волноводов выгодно и с точки зрения снижения потерь энергии в СВЧ-структурах. Это объясняется тем, что использование монокристаллов даёт большой выигрыш в  $R_{\text{surf}}$ , так как при одном и том же примесном составе, например, поликристаллический ниобий имеет  $\delta = R(300\text{K})/R(4,2\text{K}) = 200$ , а монокристаллический - 11000 /8/.

Таким образом, одним из путей повышения градиентов электрического поля в больших СВЧ-структурах является использование монокристаллов.

Второй не менее важной задачей конструкторов и технологов СВЧ-систем является повышение рабочей температуры ускорителей хотя бы до 4,2 К, что позволило бы работать без откачки паров гелия. К сожалению, ниобиевые резонаторы и структуры могут быть успешно использованы лишь при температуре ниже 2 К, что требует больших затрат на криогенное оборудование.

Увеличить рабочую температуру сверхпроводящих ускорителей до 4,2 К позволяет использование СВЧ-структур из сверхпроводящих сплавов. В настоящее время разработкой технологии сверхпроводящих резонаторов и структур на основе сплавов заняты группы сотрудников фирмы "Сименс" и Института экспериментальной ядерной физики в г. Карлсруэ (ФРГ), где уже изготовлена сверхпроводящая структура на основе  $Nb_3Sn$  из трёх секций, которая имеет градиент электрического поля 2,7 МэВ/м, с добротностью  $10^9$  при 4,2 К /9/.

В НИИ ЯФ ведётся разработка технологии нанесения сплава на рабочую поверхность резонаторов различными методами. Особенно перспективными оказались осаждение из насыщенных паров и электрохимическое осаждение из растворов. Предварительные исследования на образцах показали, что поверхности из  $Nb_3Sn$  менее подвержены эмиссионной нагрузке, чем ниобиевые поверхности.

Ещё более перспективно изготовление сверхпроводящих резонаторов и волноводов из монокристаллических сплавов. При этом сочетаются все преимущества, которые даёт использование и монокристаллов, и сверхпроводящих сплавов, так как и монокристаллы, и сплавы обеспечивают снижение эмиссионных эффектов на высоком уровне мощности.

В заключение необходимо отметить, что эти результаты будут способствовать более широкому внедрению сверхпроводящих резонаторов и волноводов в ускорительную технику.

#### Л и т е р а т у р а

1. Диденко А.Н. Сверхпроводящие волноводы и резонаторы. М., "Советское радио", 1973, 255 с.
2. Citron A. В кн.: Тр. X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Протвино, 1977, с. 202.
3. Севрюкова Л.И. Сб. Сверхпроводники и их использование в ускорительной технике, М., Атомиздат, 1975, 5, с. 3.
4. Севрюкова Л.И. и др. Сб. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Линейные ускорители, М., Атомиздат, 1977, 2(5), с. 42.
5. Kuntze M. Proc. 9<sup>th</sup> Int. Conf. High energy Accel. Stanford, 1974, p. 115.
6. Диденко А.Н. и др. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Протвино, 1977, с. 223.
7. Turneaure I.P. Report NEPL-675, 1972.
8. Савицкий Е.М., Бурханов Г.С. Металловедение тугоплавких и редких металлов и сплавов. М., "Наука", 1967, 324 с.
9. Arnolds G. et al. "IEEE Trans.", 1977, MAG-13, 1, p. 500.

## ИЗМЕРЕНИЕ ДОБРОТНОСТИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ РЕЗОНАТОРОВ ИЗ НИОБИЯ

В.В. Андросов, В.М. Светлов, И.С. Шедрин

Московский инженерно-физический институт

Перспектива получения высоких значений  $Q_n$  в сверхпроводящих резонаторах на сверхвысоких частотах стимулирует развитие экспериментальных исследований. Измерение нагруженной добротности сверхпроводящих резонаторов в диапазоне значений  $\geq 10^5$  требует создания специальной аппаратуры. Нами была поставлена задача - создание измерителя добротности.

В основу прибора положена схема, реализующая обработку данных о происходящем в резонаторе переходном затухающем процессе, т.е. метод декремента [1, с.524]. Для возбуждения резонатора используются два режима: медленного свипирования и быстрого свипирования частоты задающего генератора. В режиме медленного свипирования частоты [2, с.134] сигнал с генератора в момент совпадения его частоты с собственной частотой резонатора "выключается" прямоугольным импульсом модулирующего напряжения. С целью снижения требований к стабильности частоты задающего генератора используется второй способ возбуждения при повышенной скорости свипирования частоты сигнала с применением усилителя [3, с.206-207]. При исследовании сверхпроводящих резонаторов в диапазонах значений добротности  $10^5 + 10^7$  измерение времени, в течение которого амплитуда сигнала с детекторной головки уменьшается в соответствующее число раз, осуществляется при помощи осциллографа по формуле [4, с.55]:

$$Q_n = \pi \int_0^{\tau} \frac{U_0}{U} dt \quad (1)$$

при медленном свипировании частоты задающего генератора,

где  $Q_n$  - нагруженная добротность;  $U_0$  - амплитуда напряжения;  $U$  и  $\tau$  - уровень отсчета и соответствующее время;  $f_0$  - собственная частота резонатора.

Способ быстрого свипирования частоты задающего генератора используется при измерении  $Q_n > 10^7$ . При этом наблюдение сигнала осуществляется на экране осциллографа, а автоматический отсчет результатов измерения - по шкале измерительного прибора. Сигналу затухающего переходного процесса соответствует уравнение:

$$U(t) = U_0 \cdot e^{-\frac{\omega_0}{2Q_n} \cdot t}, \quad (2)$$

где  $\omega_0 = 2\pi f_0$  - собственная круговая частота резонатора.

Интегрируя выходной сигнал с резонатора и умножая интеграл на постоянную  $\frac{\omega_0}{2U_0} = \frac{\pi f_0}{U_0}$ , получаем значение нагруженной добротности исследуемого резонатора

$$Q_n = \frac{\omega_0}{2U_0} \int U(t) dt. \quad (3)$$

В реальных условиях интегрирование осуществляется в течение конечного времени, которое выбирается из условия точности интегрирования. Структурно-функциональная схема измерителя добротности сверхпроводящих резонаторов приведена на рис.1. Технические данные установки следующие:

диапазон измерения  $Q_n = 10^5 + 10^9$ ;

диапазон перестройки частоты задающего генератора - 2400 + 3300 МГц на уровне СВЧ-мощности до ~70 мВт;

уровень мощности СВЧ-усилителя до 20 Вт на частоте (2783±3) МГц.

Погрешность измерения добротности резонаторов не превышает в диапазоне  $10^5 \div 10^7$  - 11%; в диапазоне  $10^7 \div 10^9$  - 5%. Калибровка измерительного прибора производится эталонным сигналом, соответствующим значению добротности  $10^7$  на частоте 2783 МГц.

Рассмотрим вопрос о передаче мощности через резонатор с двумя связями. В большинстве случаев цепи генератора и нагрузки хорошо согласованы или имеют развязки в виде ферритовых вентилей или циркуляторов. Коэффициент передачи мощности через резонатор из цепи генератора в цепь нагрузки равен [1, с.495-497]:

$$K(\omega) = \frac{4\beta_1\beta_2}{(1+\beta_1+\beta_2)^2} \cdot \frac{1}{1+4Q_n^2\delta^2} = \frac{\kappa(\omega_0)}{1+4Q_n^2\delta^2}, \quad (4)$$

где  $\beta_1 = \frac{n^2 Z_1}{R}$  - коэффициент связи резонатора с линией генератора;  
 $\beta_2 = \frac{n^2 Z_2}{R}$  - коэффициент связи резонатора с линией нагрузки;  
 $\delta = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}$  - относительная расстройка частоты;  
 $Q_n = \frac{Q_0}{1+\beta_1+\beta_2}$  - нагруженная добротность резонатора;  
 $Q_0$  - собственная добротность резонатора.

Исследуем полученное выражение (4).  $K(\omega)$  является функцией двух переменных  $\beta_1$  и  $\beta_2$ . Анализ показывает, что  $K(\omega)$  имеет максимумы при следующих условиях: 1) если переменная  $\beta_2 = \text{const}$ , то  $K(\omega)$  имеет максимум при значении переменной

$$\beta_1 = 1 + \beta_2 \quad (5)$$

и

$$K(\omega_0)_{\text{max}} = \frac{\beta_2}{1 + \beta_2} = \frac{\beta_2}{\beta_1}; \quad (6)$$

2) если переменная  $\beta_1 = \text{const}$ , то  $K(\omega)$  имеет максимум при значении переменной

$$\beta_2 = 1 + \beta_1 \quad (7)$$

и

$$K(\omega_0)_{\text{max}} = \frac{\beta_1}{1 + \beta_1} = \frac{\beta_1}{\beta_2}. \quad (8)$$

Найдем выражения для коэффициентов отражения от резонатора на резонансной частоте со стороны генератора и со стороны нагрузки.

Со стороны генератора при  $\omega = \omega_0$

$$\Gamma_1 = \frac{1 + \beta_2 - \beta_1}{1 + \beta_1 + \beta_2} \quad (9)$$

и  $\Gamma_1 = 0$  при выполнении условия (5).

Со стороны нагрузки при  $\omega = \omega_0$

$$\Gamma_2 = \frac{1 + \beta_1 - \beta_2}{1 + \beta_1 + \beta_2} \quad (10)$$

и  $\Gamma_2 = 0$  при выполнении условия (7).

Следует отметить, что сумма выражений (9) и (10) позволяет выразить  $Q_n$  и  $Q_0$  через  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$ :

$$Q_0 = \frac{2Q_n}{\Gamma_1 + \Gamma_2}. \quad (11)$$

Если выполняется условие (5) и  $\Gamma_1 = 0$ , то

$$Q_0 = \frac{2Q_n}{\Gamma_2}. \quad (12)$$

Если выполняется условие (7) и  $\Gamma_2 = 0$ , то

$$Q_0 = \frac{2Q_n}{\Gamma_1}. \quad (13)$$

В случае, если вторая связь отсутствует, то  $\beta_2 = 0$  и  $\Gamma_2 = 1$ , а выражение (11) принимает вид

$$Q_0 = \frac{2Q_n}{1 + \Gamma_1}. \quad (14)$$

Полученные выражения (11) и (14) для собственной добротности справедливы для последовательной эквивалентной схемы резонатора, которая соответствует плоскостям отсчета максимума стоячей волны в подводящих линиях передачи при расстройке резонатора от резонансной частоты.

В большинстве случаев связь сверхпроводящих резонаторов с линией передачи осуществляется подвижной коаксиальной линией, оканчивающейся петлей, через



запределный отрезок круглого волновода. Рассмотрим случай, когда передача части сигнала через запределный отрезок круглого волновода осуществляется на волне типа  $H_{11}^0$ . Можно показать, что для реальных значений диаметров круглого запределного волновода при условии выбора начала отсчета положение петли связи  $X_i = 0$  при  $\beta_i = 1$ , коэффициент связи для  $i$ -й петли равен

$$\beta_i \cong e^{-\xi_{m_i}} \quad (15)$$

где  $\xi_{m_i} = 3,682 \frac{\xi_i}{z}$ ;  $\xi_i = \frac{X_i}{\lambda}$ ;  $z = \frac{r}{\lambda}$ ,  
 $z$  - радиус отрезка запределного круглого волновода.

Выражение (4) с учетом (15) носит резонансный характер в зависимости от положения одной из связей при фиксированном положении другой связи.

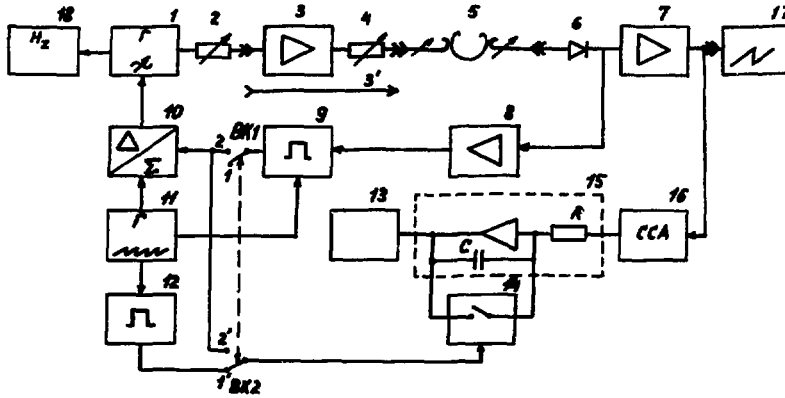
На рис.2 приведена зависимость коэффициента передачи мощности через резонатор на резонансной частоте для фиксированного положения второй петли связи  $\xi_{m_2} = 0$  ( $\beta_2 = 1$ ) от положения первой петли связи  $\xi_{m_1}$ . Внизу рис.2 вдоль нормированной оси абсцисс нанесены шкалы  $X_1$  для двух диаметров запределного круглого волновода, равных 20 мм и 10 мм, соответственно, которые рассчитаны для  $\lambda = 10$  см. По уровню 2/3 от максимального сигнала можно методом "вилки" с большей точностью определить положение петли, соответствующее максимальному сигналу на выходе. Аналогичные кривые могут быть получены для других значений  $\beta_i$  (или  $\xi_{m_i}$ ).

Разработанный аппаратный комплекс и приведенный выше анализ передачи сигнала через резонатор на резонансной частоте позволяет проводить широкий круг экспериментальных исследований: измерять нагруженную и собственную добротность резонатора, проводить выбор диапазона регулировки цепей связи, измерять коэффициенты связей  $\beta_i$  и проводить градуировку их положений, испытывать резонатор на различных уровнях вводимой в него мощности. Для проверки методики измерения нагруженной и собственной добротности были проведены измерения на сверхпроводящем резонаторе, изготовленном из ниобия электроно-лучевой плавкой, для колебаний  $E_{010}$ . Резонатор имел диаметр 81 мм и высоту 81 мм. Резонатор изготовлен обычными токарными методами и специальной технологической обработке не подвергался. При  $\beta_1 = 2$  и  $\beta_2 = 1$  измеренное значение нагруженной добротности составило величину  $Q_n = 2,6 \cdot 10^5$ , а собственная добротность  $Q_s = 4Q_n = 1,4 \cdot 10^6$ . Отметим также, что методика "максимумов" сигнала на выходе резонатора на резонансной частоте может быть с успехом применена для обычных резонаторов, изготовленных из меди и работающих при комнатных температурах. При этом измерения методом передачи значительно упрощаются при определении собственной добротности резонатора.

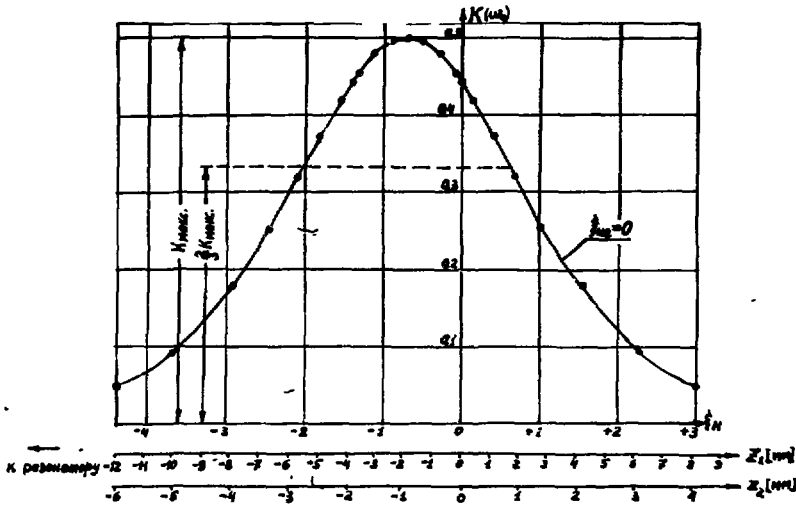
В заключение авторы выражают искреннюю признательность В.Г.Андрееву за поддержку при выполнении данной работы и профессору О.А.Вальднеру за постоянный интерес и обсуждение полученных результатов.

#### Л и т е р а т у р а

1. Э.Л.Гинзтоз. Измерение на сантиметровых волнах. Пер. с англ. п/р Г.А.Реме-за, ИЛ, М., 1960, с.495-497, 524.
2. Ф.Ф.Менде, В.М.Дмитриев, Е.В.Христенко, Г.Е.Чурилов. Измерения добротности сверхпроводящих резонаторов. ПТЭ, 1966, 4, с.134.
3. H.J.Schmitt, H.Zimmer. Fast Sweep Measurements of Relaxation Times in Superconducting Cavities.-IEEE Trans. MTT-14, 1966, pp. 206-207.
4. Е.И.Кулаков. Измерение добротности полых резонаторов с малым затуханием. Измерит. техника, 1959, 6, с.55.



Р и с. 1. Структурная схема измерителя добротности сверхпроводящих резонаторов: 1 - генератор; 2-4 - аттенуатор; 3 - усилитель СВЧ-мощности; 5 - сверхпроводящий резонатор; 6 - детектор; 7-8 - усилители; 9 - триггер с раздельными входами; 10 - усилитель сумматор; 11 - генератор линейно изменяющегося напряжения; 12 - триггер со счетным запуском; 13 - индикаторный прибор; 14 - разрядное устройство; 15 - интегратор; 16 - система стабилизации амплитуды; 17 - осциллограф; 18 - частотомер электронно-счетный.



Р и с. 2. Зависимость коэффициента передачи мощности через резонатор с двумя связями для  $\xi_{H_2} = 0$  от положения петли связи  $\xi_{H_1}$ .

## РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ КОНСТРУКЦИЙ СЛОЖНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

К.А.Резвых, В.А.Романов

Физико-энергетический институт, Обнинск

Сложная высоковольтная структура типа опорной колонны ускорителя прямого действия широко применяется в электрофизических установках и в энергетике. Она обеспечивает надежную и компактную изоляцию относительно "земли" потенциалов от сотен киловольт до десятков мегавольт. Однако детальное исследование электростатического поля структуры ускорителя затруднено сложностью составления и отладки универсальной программы для численного расчета поля, образованного большим числом электродов. Допустимый объем входной информации должен содержать описание десятков и сотен кусков граничного контура. Наиболее разносторонняя и автоматизированная программа КОИ-БЭСМ [1] была создана для электронно-оптических задач, включающих не более 100 отдельных поверхностей границы. До недавнего времени с различными ограничениями лишь несколько программ позволяли оценить поле высоковольтных ускорителей с необходимой точностью. Результаты такой оценки изложены в [2]. Представляется актуальным описать в общих чертах отлаженную и успешно эксплуатируемую на ЭВМ М-220 программу РЭП [3], а также привести некоторые полученные результаты.

В основу программы РЭП приняты следующие положения: сложная конфигурация границ, требующая описания до нескольких сотен отдельных кусков границы; объем памяти для размещения сетки не более 4к; универсальность в смысле выбора сетки, геометрии границ с условием 1-го рода и наличия внутренних поверхностей раздела между диэлектриками с различными свойствами; автоматическая обработка заданного граничного контура. Программа написана на языке АЛГОЛ и включает подпрограммы: автоматическая обработка границ, блок итераций, блоки дифференцирования, вычисления координат эквипотенциалей и перехода к задаче с малым шагом.

Методом сеток решается двумерное уравнение Лапласа в цилиндрических или декартовых координатах, причем предполагаются криволинейные границы с условием 1-го рода, а границы с условием 2-го рода, а также внутренние границы раздела диэлектриков совпадают с линиями сетки.

Небольшой размер оперативного запоминающего устройства М-220 (4к) вынуждает применить ряд способов экономии машинной памяти. Так, например, сетка потенциалов и сетка кодов узлов объединены. Код каждого узла сетки занимает четыре последних двоичных разряда в 36-разрядной мантиссе ячейки памяти, хранящей значение потенциала.

Далее, в итерационном процессе и при автоматизированной обработке границ сеточная область обрабатывается по частям. Распространение пакетного способа также на обработку входной информации позволило - при наличии малой оперативной памяти - решать электростатические задачи, содержащие до 240 отдельных кусков граничного контура.

Естественным результатом экономии памяти явилось удлинение времени счета. Поэтому алгоритм блока итераций должен быть наиболее прост, а итерационный

процесс должен обладать достаточно высокой скоростью сходимости при небольшой потребности в памяти ЭВМ. Таким процессом является последовательная верхняя релаксация [1]:

$$U_0^{(k+1)} = U_0^{(k)} + \frac{\omega}{\rho_0} (\rho_1 U_1^{(k+1)} + \rho_2 U_2^{(k+1)} + \rho_3 U_3^{(k)} + \rho_4 U_4^{(k)} - \rho_0 U_0^{(k)}), \quad (1)$$

где потенциалы  $U_0, U_1, \dots, U_4$  соответствуют узлам пятиточечной схемы,  $\rho_0, \rho_1, \dots, \rho_4$  - коэффициенты конечно-разностного аналога уравнения Лапласа, индексы  $(k)$  и  $(k+1)$  относятся к  $k$ -му и  $(k+1)$ -му прохождению итерационного процесса,  $\omega$  - ускоряющий параметр.

Среди реализованных способов выбора ускоряющего параметра отметим способ [1], стр. 113, называемый ниже одноступенчатой последовательной верхней релаксацией (ОПВР). Здесь ускоряющий параметр  $\omega$  вначале задается постоянным  $\omega_1 = 1,0 \div 1,9$  и затем один раз ( $t=1$ ) уточняется в процессе итераций по формуле

$$\omega_{t+1} = \frac{1}{1 + \sqrt{1 - \frac{(\lambda_1^{(t)} + \omega_{t-1})^2}{\lambda_1^{(t)} \omega_t^2}}} \quad (2)$$

где  $\lambda_1^{(t)}$  - максимальное по модулю собственное число процесса (1). Кроме ОПВР были исследованы два новых способа ускорения: двухступенчатая последовательная верхняя релаксация (ДПВР) и многоступенчатая последовательная верхняя релаксация (МПВР).

При способе ускорения ДПВР<sup>I</sup>) итерации начинаются с ускоряющим параметром  $\omega_1 = 1$ . При условии, что максимальная разность последовательных приближений нормализованных потенциалов в каждом узле сетки не превышает малого числа  $\varepsilon_1$ :

$$\max |U_{ij}^{(k+1)} - U_{ij}^{(k)}| \leq \varepsilon_1,$$

где  $i = 1, \dots, l$  - номер узла на строке,  $j = 1, \dots, m$  - номер строки в сетке, ускоряющему параметру присваивается второе значение, вычисляемое согласно алгоритму

$$\omega_2 = \frac{2}{1 + \sqrt{1 - \tilde{m}^2}}, \quad (3)$$

где для поля, ограниченного слева и справа границами с условием 1-го рода, снизу и сверху - границами 2-го рода:

$$\tilde{m} = 1 - \frac{2}{(l-1)^2}. \quad (4)$$

Как только процесс (1) с параметром  $\omega_2$  начинает расходиться, ускоряющему параметру вновь присваивается значение  $\omega_1 = 1$  и т.д.

Способ ускорения МПВР состоит в автоматической замене параметра  $\omega_2$  через 12 итераций согласно алгоритму (2), где

$$\lambda_1^{(t)} = \frac{\sum_{ij} (U_{ij}^{(t2)} - U_{ij}^{(t1)})}{\sum_{ij} (U_{ij}^{(t1)} - U_{ij}^{(t0)})}.$$

Если при некотором  $\omega_t$  итерационный процесс начинает расходиться, ускоряющему параметру присваивается начальное значение  $\omega_1 = 1$ , и процесс замены ускоряющего параметра повторяется.

<sup>I)</sup> Способ разработан совместно с инженером И.Г.Ярмаховым.

Указанные три способа ускорения были сопоставлены для граничной задачи в виде опорной колонны и бака ускорителя ЭГ-2,5, ограниченной слева и справа границами с условием 1-го рода, снизу и сверху - границами с условием 2-го рода. Параметр прекращения счета равнялся  $10^{-5}$ . В таблице  $N$  - число итераций;  $T$  - время счета; ОПВР ( $\epsilon_f=0,01$ ), ДПВР ( $\epsilon_f=0,3$ ), МПВР - способы ускорения.

Т а б л и ц а

Сравнение способов ускорения сходимости итерационного процесса

Поле, число узлов	$N$			$T$ , мин		
	ОПВР	ДПВР	МПВР	ОПВР	ДПВР	МПВР
1419	199	76	108	30	12	20
3444	263	103	124	104	41	51

В многочисленных вариантах конфигурации наружной поверхности опорной колонны ускорителя ЭГ-2,5 (рис.1) на сетке из 2736 узлов при способе ДПВР и одинаковом задании начального приближения потенциалов число итераций до  $\epsilon = 10^{-5}$  составляло  $70 \pm 14$ .

Свойства комплекса программ РЭП [3] позволяют количественно исследовать распределение электростатического поля в опорной колонне высоковольтного ускорителя (рис.1). Практика эксплуатации ускорителя ЭГ-2,5 требует определить, как влияют на расчетное распределение поля малые отклонения в наружном диаметре экранирующих электродов в высокопотенциальной части опорной колонны. Изменение диаметра, равного 700 мм, на  $\pm 1\%$  увеличивает напряженность поля на 7% (рис.2). Далее, было обращено внимание на распределение поля вдоль экранирующего электрода колонны в радиальном сечении. Показано, что напряженность поля на кондукторе и экранирующих электродах при различном исполнении внутренней структуры колонны изменяется незначительно.

В заключение следует отметить, что способы экономии памяти и машинного времени, развитые в программе РЭП, могут быть использованы при разработке программ численного расчета поля сложной высоковольтной структуры.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В.П.Ильин. Численные методы решения задач электрооптики, изд. "Наука", Новосибирск, 1974, с.202.
2. I.I.Rabinowitz. Comparison of Calculated Electrostatic Field Distributions in Tandem Van de Graaff Accelerators, Proceedings of the International Conference on the Technology of Electrostatic Accelerators, Daresbury 4-7 May 1973, Daresbury, 1973, p.179-185.
3. К.А.Резвых. Универсальная программа РЭП численного расчета осесимметричных электростатических полей, Препринт ФЭИ, ФЭИ-552, Обнинск, 1975, с.20.

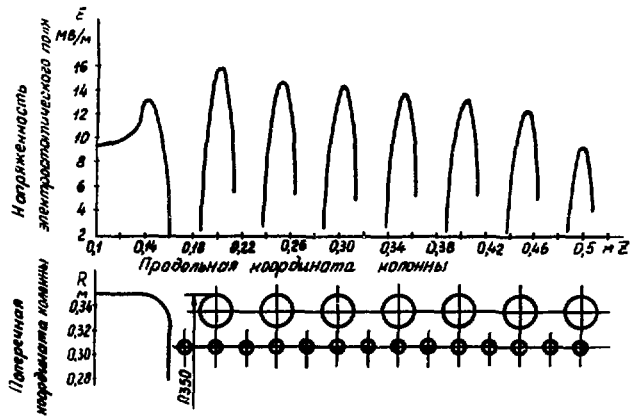


Рис. 1. Распределение напряженности поля в ускорителе ЭГ-2,5.

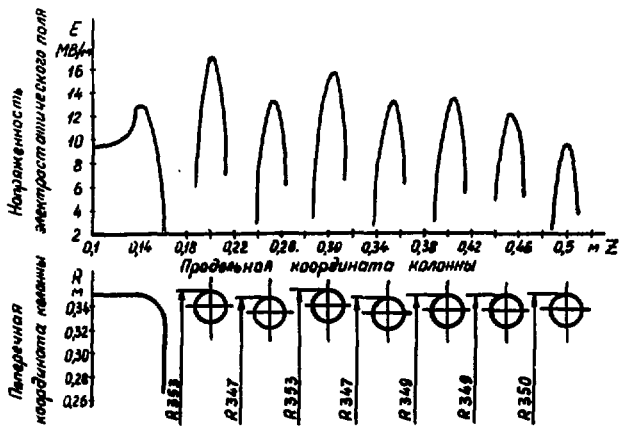


Рис. 2. Распределение напряженности поля в ускорителе ЭГ-2,5 при малых отклонениях радиуса наружных электродов колонны.

## СИЛЬНОТОЧНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЭНЕРГИЮ 300 КЭВ

Е.А.Абрамян, Х.Ф.Баракаев, В.Л.Гершенкрой, А.А.Курков, С.А.Пашков,  
В.Е.Яковлев

Институт высоких температур АН СССР, Москва

Расширяющееся применение электронных пучков в качестве технологического инструмента в промышленности стимулировало разработку сильноточных ускорителей электронов с различными параметрами. Диапазон энергий используемых в промышленности ускорителей — 0,15–10 МэВ, средние мощности пучков — 1–30 кВт. В последнее время появились установки с мощностью 100–150 кВт, в стадии разработки находятся ускорители с расчетной мощностью 1000 кВт [1–3]. Наиболее мощные установки имеют энергию 0,3–1 МэВ и являются ускорителями прямого действия. Как правило, в качестве источников высокого напряжения в них используются трехфазные генераторы, содержащие устройства как для повышения, так и для выпрямления напряжения. Основные требования, предъявляемые к промышленным ускорителям, — простота конструкции, минимальные габариты и стоимость, надежность и высокий КПД.

В Институте высоких температур разработан и испытан сильноточный ускоритель электронов на энергию 300 кэВ (рис. 1), представляющий собой трехфазный повышающий трансформатор, работающий на частоте 400 Гц, с однофазной схемой выпрямления. Трансформатор с шестью выпрямительными блоками размещен в герметичном котле, заполненном элегазом. Высокое напряжение выводится из котла высоковольтным кабелем КПВ 7/300.

Ускоряющее устройство выполнено в виде высоковольтного диода с прямоканальным вольфрамовым катодом длиной 1 м. Размеры выпускного окна 100 × 6 см. Возможно подключение к высоковольтному генератору нескольких ускоряющих устройств общей мощностью до 75 кВт. Проведено испытание генератора с одним ускоряющим устройством с мощностью в пучке 15 кВт.

Ниже описывается высоковольтный генератор ТЭУС-3, разработанный как прототип генератора для серийных промышленных ускорителей. Приводится также схема экспериментальной установки для ускорения широкого пучка электронов.

### Высоковольтный генератор

Генератор (рис. 1, 2) выполнен на основе трехфазного повышающего трансформатора с пространственно-симметричным магнитопроводом 1. Выпрямительные блоки 2 (по два на каждой фазе) рассчитаны на полное напряжение и представляют собой наборы последовательно соединенных диодов 3 с емкостным делителем 4. Первичные обмотки 5 размещены непосредственно на сердечниках 6 магнитопровода, каждая вторичная обмотка 7 состоит из 10 катушек, опирающихся на плато 8, имеющее потенциал средней точки вторичной обмотки. Высоковольтная изоляция между первичной и вторичной обмотками обеспечивается зазором 4 см. Вся установка помещена в котел 9, заполненный элегазом под давлением до 15 атм.

Плато 8 опирается на высоковольтный электрод 10, который установлен на изоляторе 11. На высоковольтный электрод также опираются три из шести выпрямительных блоков 2. К электроду 10 подсоединен кабель КПВ 7/300 12 (или несколько кабелей), выводящий напряжение на нагрузку.

Магнитопровод 1 собран из трансформаторного железа Э-330 А толщиной 0,35 мм и имеет потенциал земли. На сердечниках 6 имеются дополнительные обмотки 13, находящиеся под высоким потенциалом и используемые для генерирования напряжения для питания накалов инжекторов и других систем, установленных под высоким потенциалом. Схемы преобразования и регулирования напряжения, снимаемого с обмоток 13, расположены внутри электрода 10. Управление схемами производится световым сигналом по каналам 14.

Катушки вторичной обмотки 7 состоят из плоских слоев, намотанных проводом ПЭВ-2  $\varnothing$  0,44 мм. После сборки и соединения слоев катушки вакуумируются и пропитываются эпоксидной смолой. Каждая фазная обмотка содержит 30 тыс. витков. Для защиты высоковольтных обмоток 7 от перенапряжений, возникающих при тренировочных или случайных пробоях, имеются линии 15, каждая из которых состоит из проводящего витка 16 с надетыми на него ферромагнитными кольцами 17, являющегося частью линейного вывода обмотки. Кроме того, в разрыв высоковольтного кабеля 12 вставлена индуктивность 18.

Трансформатор питается напряжением 230 В частотой 400 Гц от машинного преобразователя ПСЧ-100 (поз. 19 рис. 2).

Основные параметры высоковольтного генератора:

- выходное напряжение, кВ	- 150-300
- максимальная средняя мощность, кВт	- 75
- пульсации напряжения при включенной нагрузке, %	- 5
- общие потери в генераторе, кВт	- 2,5
- мощность источников напряжений накала, кВт	- 3 x 0,6
- габаритные размеры, мм	
высота	- 1800
диаметр	- 1080
- масса генератора, кг	- 1750

Ускоряющее устройство

Генератор ТЭУС-3 может использоваться для питания различных ускоряющих устройств и других нагрузок. Для экспериментальной проверки работы генератора на электронном пучке была изготовлена одноазорная ускоряющая система с длинным прямоканальным катодом и выпускным окном, рассчитанная на ускорение пучка с энергией 250-300 кэВ мощностью до 15 кВт. Устройство (рис. 3) выполнено в виде цилиндрической вакуумной камеры 20, внутри которой на сигналовом изоляторе 21 соосно с камерой расположен высоковольтный электрод 22 с катодом 23 из одной или нескольких вольфрамовых нитей. Катод эмиттирует ленточный пучок электронов длиной 1 м. Ток пучка регулируется накалом катода; максимальная величина тока в электронном пучке 80 мА.

Электронно-оптическая система обеспечивает поперечный размер пучка в плоскости выпускного окна 50-80 мм. Для выпуска используются титановая или алюминиевая фольга толщиной 50 мкм. Вакуум  $10^{-7}$  мм.рт.ст. обеспечивается тремя насосами Норд-100.



## Экспериментальные результаты

Высоковольтный генератор испытан в режимах холостого хода и короткого замыкания, а также с электронным пучком. В режиме х.х. в течение длительного времени генерировалось напряжение 360 кВ. В режиме х.з. при токе 250 мА напряжение короткого замыкания составило 18,5% от номинального 300 кВ.

На ускоряющем устройстве при напряжении 270 кВ получен пучок с мощностью 15 кВт.

## Заключение

Испытания генератора показали его работоспособность и высокую надежность. На основе опыта, полученного на генераторе ТЭУС-3, по той же электрической и конструктивной схеме совместно с промышленными предприятиями разработано несколько моделей высоковольтных генераторов для серийного выпуска - на напряжение от 100 до 500 кВ.

Наиболее существенным отличием описываемого генератора от таких высоковольтных источников, как трансформаторы с изолированным ядром [5] и ЭСУ [3], является применение выпрямительных блоков, которые при необходимости могут быть легко заменены. Магнитопровод выполняется из обычного трансформаторного железа и находится под потенциалом земли.

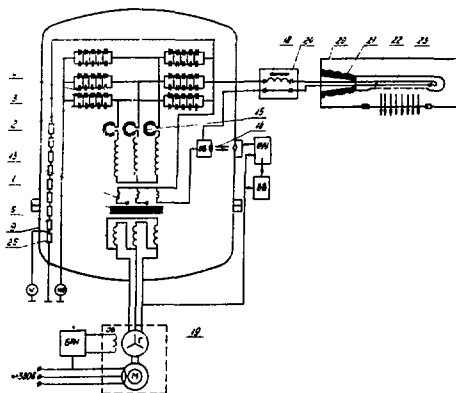
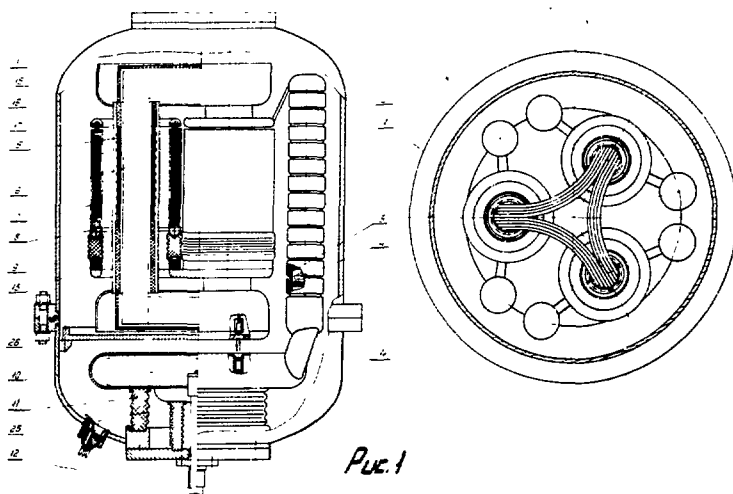
Замена диодных выпрямительных блоков на тиристорные позволяет использовать рассматриваемую установку как инвертор. Конструкция таких генераторов и инверторов может быть взята за основу при проектировании более мощных подстанций для газозащищенных линий передачи энергии. Использование в выпрямительной, инверторной подстанциях и самой линии одной и той же изоляционной среды устраняет необходимость применять громоздкие изоляторы для ввода и вывода энергии, передаваемой по коаксиалу, и позволит создать линии с напряжением 1 МВ и выше. Существенный прогресс в развитии устройств типа генератора ТЭУС-3, по-видимому, может быть достигнут с разработкой высоковольтных управляемых ламп с рекуперацией энергии [6,7], способных экономично регулировать напряжение многие сотни киловольт.

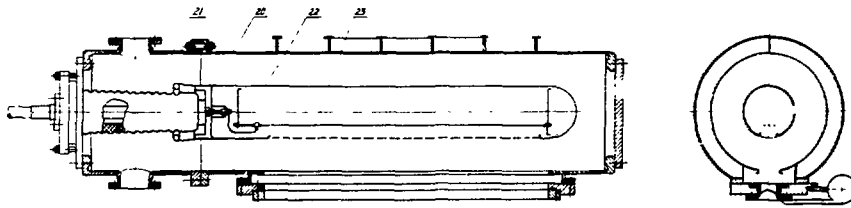
## Л и т е р а т у р а

1. Глухих В.А., Свиньин М.П. Современное состояние и перспективы развития высоковольтных ускорителей электронов - в сб., Второе Всесоюзное совещание по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве. Л., октябрь 1975, Труды совещания, изд. НИИЭФА, 1976, т.1 с.76.
2. Reinhold G. Megawatt H.V. DC Power Supplies. - IEEE trans. on Nucl. Science, 1975 v.NS-22, No.3, p 1289.
3. Бровин М.М., Бушуев А.А., Гапонов В.А., Гриценко А.И., Жуковский С.С., Нехаев В.Е., Николаев В.С., Рязанов В.В., Салимов Р.А., Семенов Е.П., Серов А.Ф. Установка для получения пучка электронов с энергией до 250 кэВ и мощностью до 1000 кВт. - Атомная энергия, 1976, т.40, вып. 3.
4. Абрамян Е.А., Баракаев Х.Ф., Курков А.А. Высоковольтный трансформатор - выпрямитель. - Авт. св. № 593329, Бюлл. ОИПОТЗ, 1978, № 6, с. 206.
5. Cleland M.R., Morganstern K H. Low-Cost Electrons. - Nucleonics, 1960, v 18, p.52.
6. Абрамян Е.А., Гапонов В.А. Электронная лампа, патент ФРГ № 2211232, 1977.

Обозначения на рисунках 1,2 и 3

1-магнитопровод; 2-выпрямительные блоки; 3-Диоды КД209; 4-емкостной делитель; 5-первичная обмотка; 6-сердечник магнитопровода; 7-вторичная обмотка; 8-опорное плато; 9-котел; 10-высоковольтный электрод; 11-опорный изолятор; 12-высоковольтный кабель; 13-дополнительные обмотки; 14-световой канал управления; 15-линия, 16-проводящий виток линии; 17-ферромагнитные кольца; 18-защитная индуктивность; 19-преобразователь частоты ПСЧ-100; 20-вакуумная камера; 21-высоковольтный ситалловый изолятор; 22-высоковольтный электрод; 23-прямокальный катод; 24-коммутирующее устройство 25-делитель напряжения; 26-регулируемый стабилизированный источник питания накала катода со световым управлением; 0В-обмотка возбуждения; БРН-блок регулирования напряжения; БВ-базовый выпрямитель блока питания накала катода; ВВ-вспомогательный выпрямитель блока питания накала катода; ОУУ-общее управляющее устройство блока питания накала катода.





*Fig. 3*

## ПОЛУЧЕНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ АВТОЭМИССИОННЫМ СПОСОБОМ

Б.И.Иванов, В.А.Мирошниченко, В.П.Прищепов, Ю.А.Грибанов

Харьковский физико-технический институт АН УССР

В последнее время появились работы, в которых испарение и десорбция ионов электрическим полем применяются для получения интенсивных ионных пучков. Эти исследования развиваются по двум направлениям: 1) получение сфокусированных импульсных пучков посредством испарения материала эмиттеров при приложении к блоку эмиттеров мощных высоковольтных импульсов [2-4]; 2) получение непрерывных пучков посредством испарения ионов с поверхности металлической пленки, смачивающей эмиттеры, выступающие из жидкого металла [5] (типичные параметры: напряжение  $\sim 10^3 + 10^4$  В, ток  $\sim 10^{-3}$  А).

Для исследования вопросов, связанных с получением интенсивных ионных пучков посредством испарения и десорбции ионов в импульсных полях, была разработана и построена установка, частично описанная в [3,4]. Установка состоит из экспериментальной камеры и генератора импульсного напряжения (ГИН). Ионные пучки формировались в высоковольтном ускоряющем диоде, анод которого представлял собой блок острейших ионных эмиттеров, а катод - сетку с прозрачностью ~80%. Использовались плоский диод (его схема и параметры приведены в [4]) и коаксиальный диод со сходящимся на ось ионным пучком (см. рис. 1). Для ограничения электронной составляющей тока в ускоряющем зазоре создавалось поперечное магнитное поле. Для диагностики получаемых импульсных ионных пучков использовались времяпролетный и магнитный анализаторы, поглощающие фольги. Развита методика определения параметров ионных пучков с помощью пластиковых трековых детекторов [6], которые применялись как в режиме регистрации отдельных ионов (с эффективностью регистрации около 100%), так и в интегральном режиме. Использовались образцы из нитрата целлюлозы, после экспозиции исследуемым пучком ионов протравливаемые в щелочи. Полученные треки ионов наблюдались и фотографировались в электронном микроскопе. Разработан способ определения среднего заряда ионов в пучке по отношению плотности тока к плотности потока исследуемых ионов. Схема, позволяющая производить одновременные измерения указанных выше величин, представлена на рис. 2. Ионный пучок (3) создавался в плоском диоде, состоящем из блока эмиттеров (1) и сетки (2). Плотность ионного тока определялась экранированным коаксиальным коллектором (4), сигнал с которого посредством СВЧ-кабеля (13) подавался на осциллограф. Однородность ионного пучка в области входного отверстия коллектора проверялась путем экспонирования и обработки образца нитрата целлюлозы (10), который ставился под пучок и убирался с помощью держателя (11) и оси вращения (12). Незначительная часть ионного пучка через малое отверстие в дне коллектора (5) выпускалась и направлялась на образец нитрата целлюлозы (6). Условия экспозиции образца (6) подбирались таким образом, чтобы треки ионов не перекрывались ( $\sim 10^8$  треков/см<sup>2</sup>). Держатель образца (7), направляющая (8) и вакуумный шлюз (9) позволяли заменять образцы без нарушения вакуума в установке. После обработки образца среднее количество треков на единице площади подсчитывалось на электронном микроскопе. Образцы нитрата целлюлозы применялись также в интегральном режиме в качестве регистрирующего мате-

риала, чувствительного к быстрым ионам, при экспонировании в магнитном анализаторе и в ионной камере-обскуре.

В данной работе получены импульсные пучки многозарядных ионов (м.з.и.) с током  $20 + 200$  А. Ввиду значительных экспериментальных трудностей нам пока не удалось собрать полную информацию как о самих пучках (распределение ионов по массам, зарядам и энергиям), так и физических процессах, происходящих при их образовании. Это связано, во-первых, со сложностью диагностики наносекундных интенсивных многокомпонентных ионных пучков и, во-вторых, сложностью экспериментальных условий в данной установке. В частности, недостаточно чистые вакуумные условия (откачка диффузионным насосом с азотной ловушкой, рабочий вакуум  $3 \cdot 10^{-6}$  Тор) не исключают наличия на эмиттерах сорбированного газа и присутствия в пучке ионов остаточного газа. Ионная автоэмиссия (испарение, десорбция), а также послеионизация ионов [1] в сильных импульсных электрических полях, играют, по-видимому, приоритетную роль в этих экспериментах. Следует, однако, отметить, что, несмотря на зашпирание электронной составляющей тока в диоде поперечным магнитным полем, не полностью исключена роль плазменных приэлектродных явлений. В частности, нужно учитывать возможность образования м.з.и. в прианодном слое плазмы. Ниже излагаются предварительные результаты по определению некоторых характеристик полученных ионных пучков. Наиболее подробно изучен режим работы с плоским диодом с эмиттерами из алюминия. В нормальных рабочих условиях, на согласованное сопротивление  $170 \text{ Ом}$  ГИИ давал импульсы положительной полярности, амплитудой  $U = 400 \text{ кВ}$ , длительностью  $\tau$  (на полувысоте)  $50 \text{ нс}$ , разбросом параметров импульсов  $\sim 1\%$ . В ускоряющем зазоре создавалось поперечное магнитное поле напряженностью до  $3 \text{ кЭ}$ . При подаче напряжения на блок эмиттеров были получены импульсы ионного тока  $I$  до  $20 \text{ А}$ , длительностью  $20 \text{ нс}$ , с плотностью тока (усредненной по всей площади, занимаемой эмиттерами)  $\bar{j} = I / \text{см}^2$ . Ток измерялся подвижным коллектором коаксиального типа, который посредством СВЧ-кабеля соединялся с пластинами скоростного осциллографа. При расположении коллектора сразу же за вытягивающей сеткой максимум тока соответствовал по времени максимуму напряжения, что было установлено при одновременной записи этих сигналов на двухлучевом осциллографе. Длительность импульса тока примерно вдвое короче длительности импульса напряжения, что указывает на сильную зависимость  $I$  от  $U$  и является свидетельством в пользу автоэмиссионного происхождения ионов. На рис. 3 представлены осциллограммы импульсов напряжения (с емкостного делителя) и ионного тока на коллектор, полученные на однолучевом осциллографе И2-7 (совмещение двух импульсов на одной развертке достигается схемой из двух кабельных задержек, тройника и согласованных аттенуаторов). Эти осциллограммы получены для трех положений коллектора (I, II, III - по мере увеличения длины пролета). При увеличении пролетного расстояния ( $\Delta L$ ) наблюдается уменьшение тока на коллектор (за счет углового расхождения пучка), времяпролетная задержка ( $\Delta \tau$ ) и деформация токового импульса. Времяпролетные зависимости, полученные в результате обработки большого количества ( $\sim 10^2$ ) подобных осциллограмм, представляют собой прямые линии. Как следует из измерений, основную часть ионов составляют ионы со скоростью перемещения максимума распределения  $5,7 \cdot 10^8 \text{ см/с} \pm 10\%$ , что при  $U = 400 \text{ кВ}$  соответствует отношению заряда к массе  $\frac{z}{A} \approx 0,4$  ( $\pm 25\%$ ). Кроме того, имеется еще группа ионов ( $\sim 10\%$  от общего количества) со скоростью  $1,7 \cdot 10^8 \text{ см/с} \pm 10\%$ , что при  $U = 400 \text{ кВ}$  соответствует  $\frac{z}{A} = 1/27$  (ионы  $\text{Al}^{2+}$ ). Неожиданным является наличие ионов с большим отношением  $\frac{z}{A}$ . Для уточнения состава пучка был применен магнитный анализатор с нитратом целлюлозы в качестве регистрирующего материала. Обнаружено, в основном, три

группы ионов: большую часть составляют ионы с  $Z/A = 0,35 (\pm 10\%)$ ; кроме того, есть ионы  $Al^+$  и  $H^+$ . Для определения среднего заряда ионов в пучке применен метод одновременного измерения плотности тока  $j$  и плотности потока ионов в пучке. Средний заряд определялся по формуле:  $\bar{Z} = \frac{1}{n} \int j dt$ , где  $n$  - плотность треков на поверхности образца. Следует отметить, что треки, производимые исследуемыми ионами, в основном одинаковы по форме и величине. В калибровочных измерениях регистрировались треки от протонов 400 кэВ, получаемых от отдельного источника; при этом было установлено, что при прочих равных условиях диаметр треков от протонов в несколько раз меньше, чем от исследуемых ионов. В экспериментах по измерению  $\bar{Z}$  учитывалось соотношение между количеством треков от протонов и исследуемых ионов. В результате этих измерений получено  $\bar{Z} = 7 (\pm 20\%)$ . Все приведенные выше данные с учетом погрешностей измерений могут быть согласованы, если принять  $\bar{Z} \approx 8$ ,  $Z/A \approx 0,3$ ,  $A = 27$ , т.е. считать, что исследуемый пучок в основном состоит из ионов  $Al$  со средней зарядностью 8. В дальнейшем мы предполагаем проверить эти данные другим способом. Были измерены некоторые другие характеристики пучка ионов. Однородность пучка по сечению была проверена путем экспонирования нитрата целлюлозы. Степень однородности эмиссии блока эмиттеров была проверена путем получения его изображения с помощью ионной камеры-обскуры с нитратом целлюлозы в качестве регистрирующего материала. Установлено, что эмиттеры работают в основном одинаково. Из этих же измерений была определена расходимость пучка, которая в данном случае составила  $\approx 4^\circ$ .

Для получения более мощных ионных пучков был собран коаксиальный диод с радиально сходящимся потоком ионов (рис.1). В этой сборке все основные параметры были сохранены такими же, как и в плоском диоде, а количество эмиттеров и занимаемая ими площадь увеличены на порядок. В этом случае получен ток ионов до 200 А при импульсной мощности пучка около 80 мегаватт.

Авторы благодарят Я.Б.Файнберга, Л.И.Белотина, И.М.Михайловского, В.Ф.Рыбалко за интерес к работе и обсуждение результатов, А.А.Якобчука за помощь в работе.

#### Л и т е р а т у р а

1. Мюллер Э. УФН, 77, 481 (1962).
2. Иванов Б.И. Письма в ЖЭТФ, 20, 170 (1974).
3. Иванов Б.И., Горожанян Д.В., Мирошниченко В.А., Прищепов В.П., Дранова Ж.И. Труды I Всесоюзного совещания по АИМ, стр.39, Харьков, 1976.
4. Иванов Б.И., Мирошниченко В.А., Прищепов В.П. Труды II Симпозиума по коллективным методам ускорения, стр.289, Дубна, 1977.
5. Clappitt R., Aitken K. L., Jeffries D.K. J. Vak. Sci. Technol., 12, 1208(75)
6. Fleisher R.L. et al. Phys. Rev., 133A, 1443 (1964).

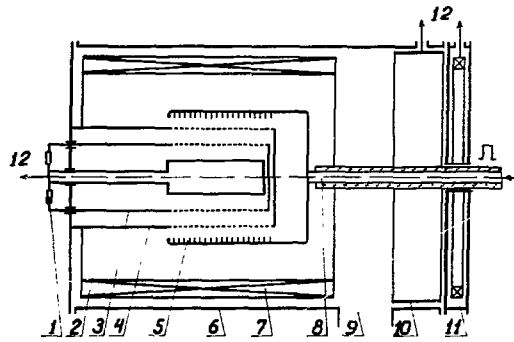


Рис. 1. Схема коаксиального ионного автоэмиссионного диода (I - нагрузочное сопротивление, 2 - внутренний электрод коллектора, 3 - внешний электрод коллектора, 4 - сетка, 5 - блок эмиттеров, 6 - вакуумная камера, 7 - соленоид, 8 - высоковольтный ввод, 9 - откачка, 10 - емкостный датчик напряжения, 11 - токоизмерительный пояс, 12 - ВЧ-кабели к осциллографу).

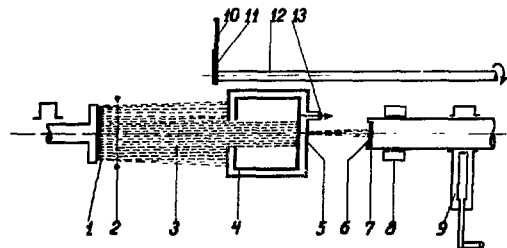


Рис. 2. Схема определения среднего заряда ионов в пучке.

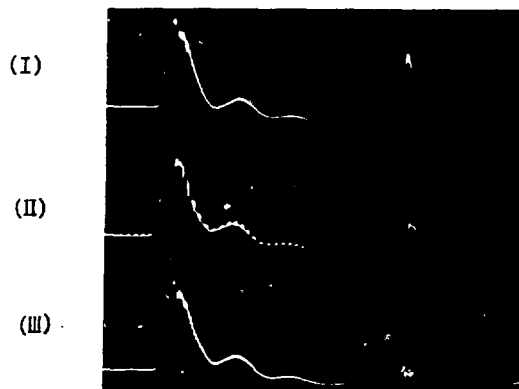


Рис. 3. На осциллограмме II метки времени через 10 нс .

**ПРОБЛЕМЫ ЭФФЕКТИВНОСТИ  
ИСПОЛЬЗОВАНИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ  
ДЛЯ ФИЗИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА;  
МИШЕНИ И ТРАНСПОРТИРОВКА ПУЧКОВ**

**Председатель: И.В.Чукило**  
**Секретарь: Ю.Л.Обухов**

**Б - У1**



РАБОТА ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА ИФВЭ  
С ИНТЕНСИВНОСТЬЮ НА УРОВНЕ  $4,5 \cdot 10^{12}$  ПРОТОНОВ В ЦИКЛЕ

Ю. М. Адо, А. С. Гуревич, А. Д. Ермолаев, А. А. Журавлев, А. А. Кардаш, К. П. Ломов,  
Э. А. Мыз, А. Г. Невский, М. Ф. Овчинников, Л. М. Попиненкова, Е. Ф. Троянов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Программа физических экспериментов требует от ускорителя ИФВЭ все более высокой средней интенсивности пучка. Требования к интенсивности особенно возросли после ввода в эксплуатацию экспериментальных установок на нейтринном пучке. Ранее [1] сообщалось о получении максимальной величины интенсивности  $5 \cdot 10^{12}$  прот./цикл. В настоящем докладе излагаются итоги работ, обеспечивавших эксплуатацию ускорителя со средней интенсивностью  $4,5 \cdot 10^{12}$  прот./цикл в течение длительного времени.

Линейный ускоритель и инжекция

Режим работы линейного ускорителя во многом определяет уровень интенсивности и стабильности работы кольцевого ускорителя. В настоящее время ЛУ обеспечивает импульс тока до 110 мА при длительности 60 мкс. Многократные измерения позволили определить оптимальные значения эмиттанса и импульсного разброса пучка ЛУ. Измерения эмиттанса осуществлялись автоматически с помощью подвижной цели и профилометра, установленных в средней части канала инжекции. Наилучшие значения интегральных эмиттансов по радиусу и вертикали соответственно равны  $\epsilon_r = 1,8$  см·мрад,  $\epsilon_z = 2,2$  см·мрад.

Для получения максимального накопления частиц в режиме многооборотной инжекции важно, чтобы мгновенный эмиттанс по координате  $r$  не менялся на протяжении импульса тока ЛУ. Величина радиального эмиттанса, усредненного по длительности импульса, отличается от мгновенного эмиттанса не более чем на 10%.

Контроль импульсного разброса пучка в кольцевом ускорителе осуществляется методом "узкой сепаратрисы". Измерения импульсного разброса ведутся с разрешением  $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ , которое определяется шириной сепаратрисы и изменением магнитного поля за время одного оборота.

Результаты измерений представлены на рис. 1. Величина импульсного разброса составляет  $\pm 0,16\%$ . Средняя энергия инжектируемых частиц должна увеличиваться в соответствии с ростом магнитного поля на величину 0,6% при длительности инжекции 57 мкс и  $\dot{H} = 4200$  Э/с. Это обеспечивает инжекцию частиц на одну и ту же орбиту. Большой вклад в улучшение стабильности и надежности работы линейного ускорителя дала разработка и внедрение нового ионного источника с холодным катодом, имеющим ресурс 7000 часов. Вероятность отказов в работе инжектора, усредненная за год, не превышает 1%.

Режим ускорения

Максимальная интенсивность ускоренного пучка была получена в режиме с пятиоборотной инжекцией [2] и предварительной фазовой группировкой [3] частиц. Для максимального накопления частиц в камере ускорителя используется ступенчатое изменение напряжения инжекторной системы в процессе инжекции.

При этом I-й оборот вводится в центр аксептанса, а инжекция последующих 4-х оборотов производится на одну фазовую траекторию с амплитудой когерентных колебаний 3 см. При токе инжектора 100 мА этот режим позволяет накопить в ускорителе до  $15 \cdot 10^{12}$  протонов. Коэффициент захвата частиц в режим ускорения, при использовании фазовой группировки и при работе на большом уровне интенсивности, составляет 55%. В течение первых 20 мс после инжекции имеют место потери, связанные с пересечением бетатронных резонансов. Величина потерь составляет 35%. С целью снижения этих потерь была увеличена скорость нарастания магнитного поля /с 4 до 4,2 кЭ/с/. При этом уменьшилось время пребывания частиц в опасных резонансах, и, несмотря на некоторое уменьшение коэффициента захвата, результирующая интенсивность несколько повысилась. К небольшому увеличению интенсивности привела также форсировка ускоряющего напряжения. Суммарная амплитуда ускоряющего напряжения в начале цикла составляет в настоящее время 400 кВ. Через 10 мс по мере затухания фазовых колебаний, амплитуда ВЧ-напряжения уменьшается до номинального значения 350 кВ. При существующем уровне интенсивности потерь частиц при прохождении критической энергии не наблюдается.

#### Магнитное поле и коррекция.

Значительное число случаев нарушения нормальной работы ускорителя было связано с перекосом средней плоскости магнитного поля. Это определялось тем, что питание обмоток верхнего и нижнего полюсов магнита осуществлялось от разных преобразователей. Разбаланс преобразователей вызывал неравенство токов в обмотках и создавал постоянную по азимуту составляющую градиента  $\frac{dH_z}{dZ}$ .

Изменение режима работы системы питания приводило к возбуждению опасного резонанса  $Q_r - Q_z = 0$  и сопровождалось потерями интенсивности. В 1977 году было осуществлено последовательное подключение преобразователей к основным обмоткам [4] и разбаланс преобразователей перестал вызывать перекоп средней плоскости магнитного поля. В настоящее время постоянный по ширине резонанс связи надежно корректируется при помощи существующей коррекции перекоса.

Экспериментальные исследования показали, что важное значение для уменьшения потерь частиц имеет выбор и стабилизация положения рабочей точки на первом этапе ускорения. С целью повышения точности настройки бетатронных частот был введен генератор функций, обеспечивающий более точную настройку изменения токов коррекции градиента. На рис. 2 представлено поведение частот бетатронных колебаний в отсутствие коррекции /нижние кривые/ и при оптимальной настройке коррекции градиента /верхние кривые/. Из сравнения приведенных кривых видно, что с помощью систем коррекции удается хорошо стабилизировать положение рабочей точки и удерживать значения бетатронных частот на уровне  $Q_r = 9,9$ ,  $Q_z = 9,81$ . Непостоянство частот не превышает  $\pm 0,02$ . Точность измерения 0,005.

Для компенсации искажений поля, вызываемых вихревыми токами в нестандартных вакуумных камерах, имеющих толщину стенок 3 мм, была введена индивидуальная коррекция поля. Коррекция возмущений величины поля и его градиента осуществляется с помощью динамических источников, питающих дополнительные и градиентные обмотки током, пропорциональным Н. Установка этих камер увеличила радиальные искажения орбиты, которые были скомпенсированы с помощью существующих систем коррекции 9, 10, 11 гармоник возмущений вертикальной составляющей магнитного поля, а также с помощью локальной коррекции орбиты

в районе блоков 10+16. В эксплуатационном режиме работы ускорителя искаженные орбиты не превышает  $\pm 1,0$  см по радиусу и  $\pm 0,7$  см по вертикали.

Установка нестандартных камер привела к искажениям градиента магнитного поля, что вызвало увеличение сил параметрических резонансов  $2Q_r = 19$ ,  $2Q_z = 20$  на величины  $|P_{r2}|_{10} = 1,10^{-3}$ ,  $|P_{z2}|_{20} = 5,10^{-3}$ . Коррекция этих возмущений производилась посредством настройки токов градиентных обмоток блоков с нестандартными камерами и цепей коррекции 19 гармоник градиента. В результате были снижены потери частиц при пересечении резонансов  $2Q_{r,z} = 19$  из-за кулоновского сдвига частот бетатронных колебаний. Одновременно уменьшилась ширина резонансов  $2Q_{r,z} = 20$ , что позволило поднять частоту бетатронных колебаний  $Q_r$  на 0,02. Для компенсации искажений квадратичной нелинейности, вносимой новыми камерами, введена индивидуальная пассивная коррекция, первоначальная настройка которой производилась по результатам магнитных измерений.

Особое внимание при получении максимальной интенсивности было уделено коррекции нелинейных резонансов  $3Q_r = 29$ ,  $2Q_z + Q_r = 29$ , т.к. большая часть частиц из-за когерентного кулоновского смещения бетатронных частот находится в области пересечения этих резонансов. Одновременно с коррекцией резонанса  $3Q_r = 29$  для коррекции нелинейных резонансов используются секступольные линзы в осях 12-72 и 42-102, предназначенные для медленного вывода. Эти линзы были защищены от дополнительных маломощных источников, позволяющих регулировать уровень поля в линзах при инжекции. Настройка коррекции резонансов  $3Q_r = 29$  совместно с коррекцией секступольными линзами дает хорошие результаты по снижению потерь частиц, вызываемых вышеуказанными резонансами. Сейчас создается независимая коррекция нелинейных резонансов.

Выполненные на ускорителе работы привели к заметному снижению потери частиц на всех этапах ускорения. На рис.3 приведены графики зависимости числа ускоренных частиц от числа захваченных, снятые в 1975, 1976, 1978 годах. Измерения числа частиц производились соответственно через 1 мс и 1 с после инжекции. Потери частиц с ростом интенсивности связаны, в основном, с кулоновским сдвигом частот бетатронных колебаний и качеством коррекции. Из рис. 3 видно, что улучшением условий захвата частиц в режим ускорения, а также оптимизацией коррекции магнитного поля удалось снизить действие пространственного заряда пучка на динамику частиц и в результате существенно поднять интенсивность. Заметный рост интенсивности с 1975 по 1976 г.г. был получен благодаря применению предварительной группировки частиц, а также улучшению коррекции нелинейных резонансов  $3Q_r = 29$ ,  $2Q_z + Q_r = 29$  и установке оптимальной рабочей точки  $Q_r = 9,9$ ,  $Q_z = 9,81$ .

Повышение интенсивности с 1976 по 1978 годы было получено в результате улучшения стабильности параметров пучка линейного ускорителя в течение импульса инжекции при рабочих токах до 100 мА, а также в результате улучшения коррекции градиента магнитного поля блоков с нестандартными камерами.

В результате перечисленных работ в 1978 году была получена максимальная интенсивность  $5,3 \cdot 10^{12}$  прот/цикл и при оптимальной настройке основных систем ускорителя обеспечивалась средняя интенсивность  $4,5 \cdot 10^{12}$  прот/цикл. В качестве примера приводим данные о работе ускорителя за январь-февраль 1978г. Плановое время работы ускорителя за этот период 1002 часа. Из них 822 часа было отведено на физический эксперимент и 180 часов на исследование систем ускорителя. Простои ускорителя из-за неисправностей в системах составили 4,7%. В период с 30 января по 28 февраля в течение 720 часов в соответствии с требованием физической программы ускоритель работал со средней интенсив-

ности  $4,6 \cdot 10^{12}$  прот/цикл, при этом  $3,2 \cdot 10^{12}$  прот/цикл выводилось в нейтральный канал и  $1,4 \cdot 10^{12}$  прот/цикл распределялось поровну на 4 одновременно работающих экспериментальные установки.

### Л и т е р а т у р а

1. Ю.М.Адо, В.И.Балбеков и др. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Т. I, стр. 202, М. "Наука", 1977.
2. Ю.М.Адо, В.И.Зайцев, М.Ф.Свечиников. Препринт ИФВЭ 73-II, Серпухов, 1973.
3. Г.Г.Гуров, Б.К.Шембель. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Т. II стр. 50, Серпухов, 1977.
4. В.П.Даньшин, В.И.Демянчук и др. Осуществление режима последовательного питания обмоток электромагнита протонного синхротрона ИФВЭ. Доклад на настоящем совещании, том II.
5. Ю.М.Адо, А.С.Гуревич и др. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Т. II стр. 308, Серпухов, 1977.



Рис. I

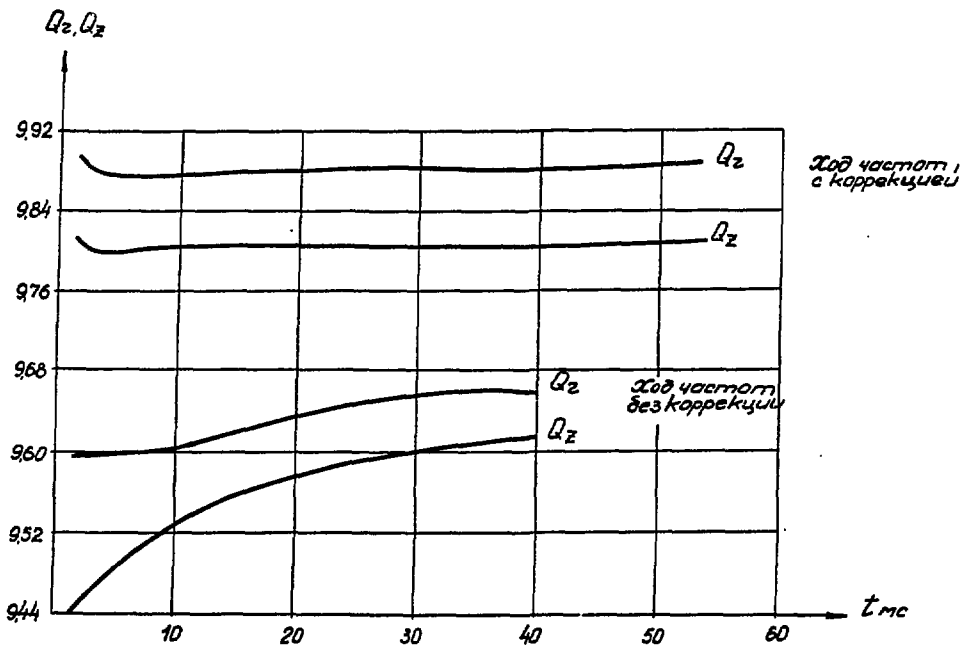


Рис. 2

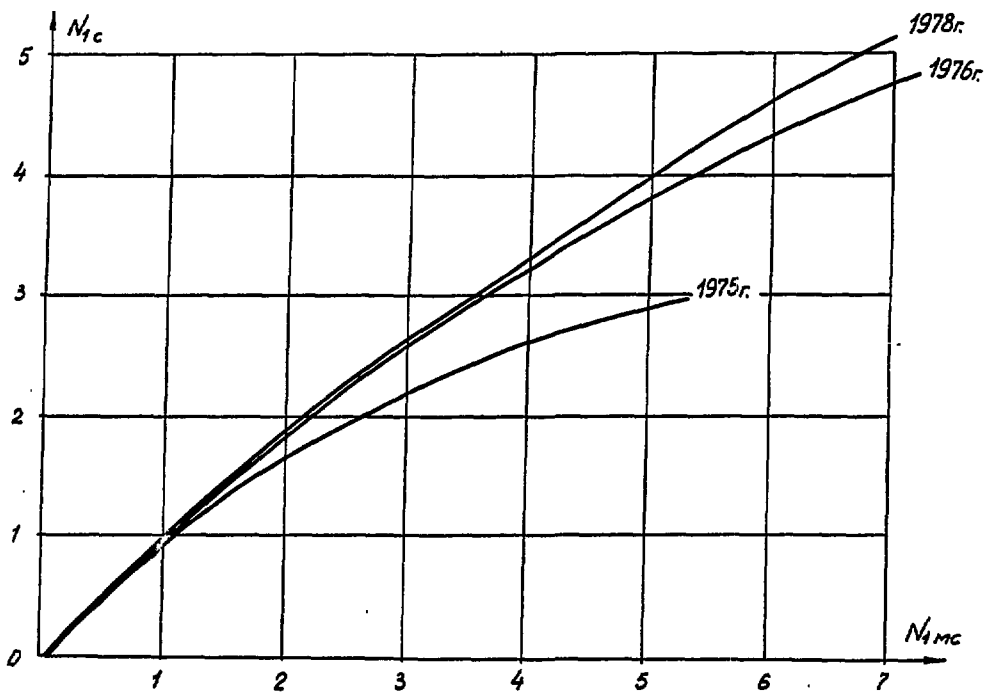


Рис. 3

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО ПОВЫШЕНИЮ ИНТЕНСИВНОСТИ УСКОРЯЕМЫХ ПУЧКОВ В СИНХРОФАЗОТРОНЕ ОИЯИ И ИХ АНАЛИЗ

Ю.Д.Безногих, А.Г.Бонч-Осмоловский, М.А.Воеводин, Л.П.Зиновьев,  
В.А.Мончинский, В.А.Попов, И.Н.Семеновский, А.П.Щаренков

Объединенный институт ядерных исследований

В течение последних лет на синхрофазотроне ОИЯИ был проведен ряд усовершенствований ускорительного комплекса и выполнены экспериментальные и теоретические исследования, которые позволили, с одной стороны, выявить основные причины потерь пучка и поднять интенсивность по протонам до уровня  $4,5 \cdot 10^{12}$  p/имп. и, с другой стороны, наметить пути дальнейшего повышения интенсивности. Кроме того, получены интенсивные пучки дейтронов и  $\alpha$ -частиц, с помощью которых проведен целый ряд интересных физических экспериментов.

### 1. Работы по повышению эффективности и универсализации инжекционного комплекса

а) С целью получения интенсивных протонных пучков на выходе ЛУ-20 - инжектора синхрофазотрона была увеличена вводимая в резонатор ЛУ-20 ВЧ-мощность до 5 МВт в импульсе, что позволило получить ускоренный протонный пучок с током 50 мА при длительности импульса 600 - 700 мкс /1/.

б) Для повышения эффективности захвата пучка в режим ускорения был разработан и установлен на входе ЛУ-20 широкоапертурный группирователь, который увеличил угол захвата до  $180^\circ$ , что позволило в 2 раза увеличить интенсивность протонного и ядерного пучков на выходе линейного ускорителя и соответственно в кольце синхрофазотрона /2/.

в) Важное значение для уменьшения темпа потерь пучка в кольце синхрофазотрона из-за пересечения рабочей точкой полос нелинейных резонансов связи на начальном этапе ускорения имеет оптимизация процесса инжекции, с тем чтобы получить пучок частиц на орбите ускорителя с минимальными амплитудами бетатронных колебаний. Наилучшие результаты были достигнуты экспериментально в режиме инжекции с модуляцией энергии инжектируемого пучка, когда максимальные значения  $\mathcal{Z}$ -амплитуд существенно уменьшались. После создания прецизионного программного устройства для модулятора энергии /3/ получен пучок в камере ускорителя с амплитудами свободных колебаний в течение процесса инжекции, не превосходящими 10 см, что является существенным моментом в получении интенсивных ускоренных пучков.

г) Для повышения эффективности инжектора при ускорении ядерного пучка в начальной части резонатора ЛУ-20 на пятой трубке дрейфа была установлена медная перегородка /4/. Это позволило восстановить номинальную величину ускоряющего напряжения на трубке форсиратора, что существенно образом уменьшило эмиттанс ядерного пучка. При этом интенсивность ускоренных пучков дейтронов и  $\alpha$ -частиц на выходе ЛУ-20 (по сравнению с прежним режимом) возросла соответственно в 3 и 5 раз.

В настоящее время в результате проведенных усовершенствований инжекционного комплекса на его выходе достигнуты следующие интенсивности ускоряемых пучков:

протонов -  $50 \text{ мА} (10^{14} \text{ р/имп.})$   
 дейтонов -  $10 \text{ мА} (2 \cdot 10^{13} \text{ д/имп.})$   
 $\alpha$ -частиц -  $0,8 \text{ мА} (1,5 \cdot 10^{12} \text{ } \alpha/\text{имп.})$

д) Уже в работе /5/ было показано, что наличие азимутальных вариаций производных магнитного поля по радиусу является одной из основных причин потерь частиц в начале процесса ускорения за счет действия резонансов высокого порядка. Поэтому дальнейшая работа по повышению интенсивности была направлена, с одной стороны, на компенсацию с помощью систем коррекции азимутальных гармоник магнитного поля и, с другой стороны, на устранение причин, порождающих эти гармоники /6/. "Расчистка" ведущего магнитного поля синхрофазотрона позволила получить в устойчивом эксплуатационном режиме интенсивности ускоренных пучков, которые приведены ниже. Ранее аналогичные результаты могли быть получены после длительной оптимизации режима инъекции и тщательной коррекции ведущего магнитного поля.

## II. Экспериментальные результаты

### а) Протонный пучок

Для исследовательских целей с точки зрения влияния пространственного заряда на динамику частиц в процессе ускорения представлял наибольший интерес протонный пучок, величина которого после указанных выше усовершенствований инжекционного комплекса достигала свыше  $10^{14}$  р/имп. При этом число частиц в квазибетатронном режиме при модуляции энергии инжектируемого пучка составило  $3 \cdot 10^{13}$  р/имп. При захвате в режим ускорения  $10^{13}$  протонов часть частиц попадает в полосу действия параметрического резонанса  $\nu_z = 1/2$ , что подтверждается измерением темпа потерь в процессе ускорения. Измерение интенсивности ускоренного пучка показало, что при захвате на уровне  $10^{13}$  частиц темп потерь существенно возрастает за счет резкого выпадания частиц в первые  $10 + 12$  мс по вертикали. Тем не менее за счет улучшения характеристик магнитного поля ускорителя, настройки систем коррекций магнитного поля, а также введения режима инъекции с модуляцией энергии удалось получить интенсивность ускоренного пучка в устойчивом режиме на уровне  $(4 + 4,5) \cdot 10^{12}$  р/имп.

На рис. I показаны кривые роста интенсивности ускоренного пучка (1, 2) в зависимости от количества частиц в квазибетатронном режиме для различных этапов развития ускорительного комплекса синхрофазотрона. Кривая 1 соответствует интенсивности в ускорителе после запуска инжектора ЛУ-20. Видно, что предельная интенсивность в ускорителе в то время достигала величины  $2,5 \cdot 10^{11}$  р/имп. и практически не зависела от величины инжектируемого пучка. Кривая 2 соответствует интенсивности в ускорителе после введения прецизионной модуляции энергии инжектируемого пучка, увеличения тока инъекции до 50 мА в импульсе и работе системы коррекции магнитного поля РЗМ-2.

### б) Пучки дейтонов и $\alpha$ -частиц

После установки промежуточной стенки в начальной части резонатора линейного ускорителя, увеличившей ток инжектора, при ускорении на первой кратности в синхрофазотроне получены следующие интенсивности частиц с энергией 4,7 ГэВ/нукл:

интенсивность дейтонного пучка -  $3 \cdot 10^{11}$  д/имп.,  
 интенсивность пучка  $\alpha$ -частиц -  $2 \cdot 10^{10}$   $\alpha$ /имп.

Дальнейшие перспективы увеличения интенсивности ускоренных пучков дейтонов и  $\alpha$ -частиц связаны с увеличением тока этих частиц на выходе инжектора ЛУ-20,

что реально осуществимо в ближайшее время, а также с переходом на вторую гармонику при ускорении пучка в кольце синхрофазотрона. Эксперименты показали, что переход на вторую гармонику во всем цикле ускорения позволит увеличить интенсивность ускоренного пучка дейтронов и  $\alpha$ -частиц в 2-3 раза. В настоящее время проводятся работы по созданию ускоряющей системы для работы на 2-й кратности. Поэтому в ближайшее время возможно получение интенсивности дейтронного пучка  $10^{12}$   $\alpha$ /имп. и пучка  $\alpha$ -частиц -  $10^{11}$   $\alpha$ /имп.

### III. Теоретический анализ результатов при ускорении интенсивных пучков

Экспериментальные исследования, описанные выше, показывают, что многочисленные резонансы, появляющиеся при увеличении кулоновского сдвига (в том числе и резонансы связи 2-го и 3-го порядков - см./5/) не являются непреодолимыми, и магнитное поле ускорителя можно считать удовлетворительным. Расчеты кулоновского сдвига показывают, что частицы вблизи центра ступки сдвигаются по частотам колебаний до параметрического резонанса  $\sqrt{z} = 1/2$  и даже переходят через его полосу (т.2, рис.2). Если бы ступка был заряжен равномерно, то все частицы имели бы один и тот же сдвиг, равный максимальному. Тогда в процессе ускорения все частицы одновременно проходили бы последовательно серию резонансов. В связи с резко неоднородной плотностью частиц в ступке они сложным образом распределены по величине кулоновского сдвига в зависимости от радиально-фазовых и бетатронных колебаний. Для экспериментов с захваченным в сепаратрису числом частиц  $1,1 \cdot 10^{13}$  расчет показывает, что действие параметрического резонанса  $\sqrt{z} = 1/2$  распространяется примерно на 15% частиц ступки. При этом суммарное время действия резонанса будет определяться значением  $\Delta z$ , которое для синхрофазотрона составляет приблизительно  $\Delta z \approx 2,5$  Г/с и оно оказывается равным примерно 40 мс (без учета потерь). Характерным для развиваемых представлений является то, что, во-первых, доля резонансных частиц увеличивается с ростом общего числа частиц и, во-вторых, число резонансных частиц в течение времени действия резонанса уменьшается по мере того, как рабочая точка приближается к его полосе /9/. Эксперимент не противоречит этим представлениям. Согласно рис.3 при  $N_3 = 1,1 \cdot 10^{13}$  (кривая 1) темп потерь наиболее высок в начале процесса (до 20 мс); далее, введение сеток (кривые 2, 3, где ток инжекции ограничен одной и двумя сетками) заметно снижает этот темп. Как видно из рис.3, уменьшение числа захваченных частиц в 2 раза уменьшает долю потерянных частиц с 60% до 30%. Заметим, что при этом из формирования баланса потерь исключаются резонансы  $\sqrt{z} = 1/2$ ,  $\sqrt{z} - \sqrt{z} = 0$ ,  $3\sqrt{z} = 2$ . Проведенные эксперименты, а также физические соображения, развитые выше, дают основание полагать, что предельная интенсивность ускорителя может превышать так называемый предел по пространственному заряду /8/. В условиях синхрофазотрона при захвате в сепаратрису более чем  $10^{13}$  частиц сильно уменьшаются частоты колебаний, особенно  $\sqrt{z}$ . При  $N_3 = 1,5 \cdot 10^{13}$  частота  $z$ -колебаний вблизи центра ступки вообще обращается в нуль. При хорошей коррекции "n"  $n(\theta) = \cos \theta$  и возможном увеличении скорости прохождения параметрического резонанса (например, форсировкой магнитного поля на начальных 30 мс ускорения) число ускоряемых частиц все же может превзойти кулоновский предел, который для синхрофазотрона при энергии инжекции 20 МэВ в нашей предыдущей работе /5/ был оценен как равный примерно  $7 \cdot 10^{12}$   $p$ /имп. При числе захваченных частиц порядка  $1,3 \cdot 10^{13}$  и выполнении указанных условий (а также соответствующих коррекций резонансов 3-го и 4-го порядков) интенсивность ускорителя может достигать  $10^{13}$   $p$ /имп.



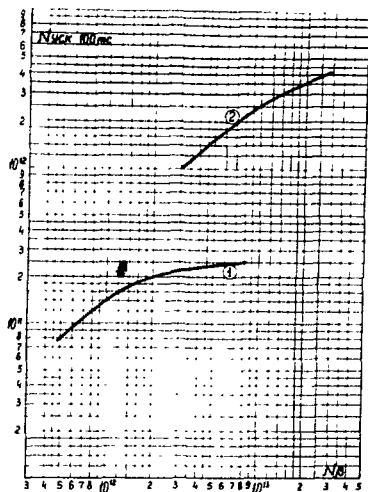


Рис.1. График зависимости ускоренного в течение 100 мс пучка протонов от числа частиц в квазибетатронном режиме.  
1 - после запуска ЛУ-20 (1974 г.)  
2 - соответствует интенсивности на начало 1978 г.

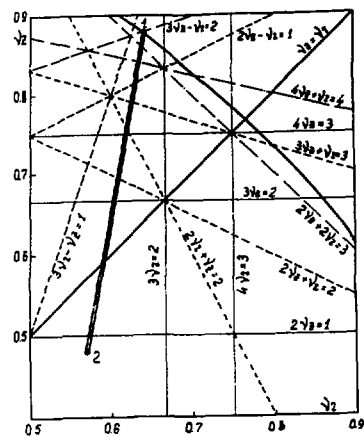
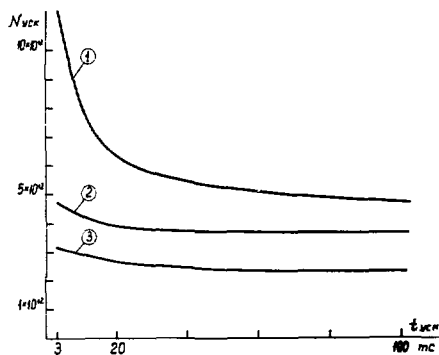


Рис.2. Диаграмма резонансов микрофазотрона.

Рис.3. Зависимость темпа потерь на первых 100 мс ускорения от числа частиц, захваченных в синхротронный режим ускорения.  
1, 2, 3 - соответствует захвату  $1,1 \cdot 10^{13}$ ,  $5,5 \cdot 10^{12}$  и  $2,8 \cdot 10^{12}$  протонов.



#### Л и т е р а т у р а

1. В.А.Попов. ОИЯИ, 9-11835, Дубна, 1978.
2. Ю.Д.Безногих и др. ОИЯИ, 9-11765, Дубна, 1978.
3. Ю.Д.Безногих и др. ОИЯИ, 9-11128, Дубна, 1977.
4. Ю.Д.Безногих и др. ОИЯИ, 9-9592, Дубна, 1976.
5. Ю.Д.Безногих и др. ОИЯИ, Р9-9115, Р9-9120, Дубна, 1975.
6. Ю.Д.Безногих и др. ОИЯИ, Б-2-9-10141, Дубна, 1976.
7. Ю.М.Адо и др. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. стр. 202, Москва, "Наука", 1978.
8. Ю.Д.Безногих и др. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. стр. 245, Москва, "Наука", 1978.
9. Ю.Д.Безногих и др. ОИЯИ, Р9-11903, Дубна, 1978.

ВТОРОЙ КАНАЛ МЕДЛЕННОГО ВЫВОДА ПУЧКА ИЗ СИНХРОФАЗОТРОНА ОИИИ  
ДЛЯ ЭНЕРГИЙ 200-400 МЭВ/НУКЛОН

В.Н.Булдаковский, В.И.Волков, Л.П.Зиновьев, И.Б.Исяснский, А.Д.Киряков,  
В.И.Котов, Р.Т.Малажкевич, С.А.Нежданова, С.А.Новиков, Б.Д.Омельченко,  
А.Д.Рогаль, И.Н.Семеновкин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Ускорение легких ядер на синхрофазотроне Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований [1, 2] открыло новые перспективы для быстрого развития исследований по многим актуальным проблемам релятивистской ядерной физики.

На основе медленного и быстрого выводов созданы уникальные пучки ядер с энергией до 4,4 ГэВ/нуклон, что позволило ученым стран-участниц ОИИИ и ряда других выполнить значительное число экспериментов.

Большой интерес для фундаментальных и прикладных исследований представляют пучки ядер средних энергий (несколько сот МэВ на нуклон). Для более эффективного использования ускорителя крайне важно обеспечить одновременное проведение исследований на пучках ядер как высоких, так и средних энергий. В принципе это возможно, если осуществить вывод пучка ядер средних энергий по другому направлению, например в экспериментальный корпус 1Б, а пучок ядер высоких энергий — по основному направлению медленного вывода (экспериментальный павильон — корпус 205).

В результате работ, проведенных на синхрофазотроне в 1978 году, был осуществлен медленный вывод пучка ядер в диапазоне энергий 200-400 МэВ/нуклон.

Существующее на ускорителе расположение оборудования позволило для новой системы медленного вывода выделить первый прямолинейный промежуток и экспериментальные площадки в корпусе 1Б. Ранее это направление [3, 4] использовалось для вывода и транспортировки пучков ядер с энергией несколько ГэВ на нуклон и короткой длительностью вывода ( $\approx 500$  мкс) — для экспериментов, проводимых на пузырьковых камерах. Одно из требований к системе быстрого вывода, с учетом специфических условий облучения пузырьковых камер, состояло в получении низкой эффективности вывода.

Медленный вывод в диапазоне средних энергий осуществлен по следующей схеме.

Повышение частоты бетатронных колебаний до резонансного значения осуществлялось включением тока в градиентные полевые обмотки синхрофазотрона. Начиная с величины 5,5 А производится медленное нарастание тока до 13 А, соответствующего полному вводу всех частиц в резонанс. Для обеспечения достаточно быстрого прироста амплитуд колебаний и большой глубины заброса пучка в септум-магнит ток в обмотках второй гармоники секступольного возмущения должен составлять сравнительно большую величину ( $\approx 90$  А).

Внутренняя система отклонения имеет одну ступень, состоящую из септум-магнита, расположенного в первом прямолинейном промежутке.

Характеристики магнитного поля синхрофазотрона дают возможность осуществить заброс пучка при радиальном положении септум-магнита на  $R_0$  — 600 мм от оси прямолинейного промежутка, т.е. вне рабочей области камеры ускорителя. Это позволяет сделать септум-магнит неподвижным. Пучок, вошедший в септум-магнит,

отклоняется к наружной стенке вакуумной камеры и выходит из кольца ускорителя в конце первого квадранта.

При осуществлении второго медленного вывода в основном были использованы элементы существующего канала. В выводном магните, предназначенном для быстрого вывода, максимально допустимый эффективный ток составляет 600 А. По этой причине длительность вывода при энергии 200 МэВ/нуклон (соответствующая магнитная индукция в ускорителе составляет 0,153 Т) ограничена мощностью рассеяния выводного магнита и составляет 300 мс. Импульс такой длительности обеспечивается схемой питания основного канала медленного вывода.

Канал транспортировки выведенного из синхрофазотрона пучка ядер средних энергий включает (см.рис.) пять квадрупольных линз и четыре поворотных магнита.

Головной дублет (линзы типа МЛ-15 и МЛ-16) формирует изображение в горизонтальной плоскости перед магнитом СП-10, а в вертикальной – в центре линзы 9МЛ-17. Линза 9МЛ-17 сжимает пучок в горизонтальной плоскости таким образом, чтобы он входил без потерь в концевой дублет линз (линзы типа МЛ-17). Для получения более равномерного пространственного распределения частиц в пучке на экспериментальной установке, в месте промежуточного изображения в горизонтальной плоскости установлен коллиматор (свинец, размеры отверстия – 20x40 мм, 236 г/см<sup>2</sup>). Коллиматор отделяет "крылья" в изображении.

Концевой дублет линз формирует пучок на экспериментальную установку. Размеры пучка в зависимости от требований эксперимента могут меняться от 10x10 мм<sup>2</sup> до 150x150 мм<sup>2</sup>.

Интенсивность сформированного пучка определяется в основном эффективностью вывода и интенсивностью ускоренного пучка и достигает 10<sup>5</sup> частиц за цикл (для  $\alpha$ -частиц).

$\Delta E$  в канале определяется разбросом по энергии к моменту вывода ускоренных частиц.

Угловой разброс частиц в конце канала зависит от размеров пучка и может не превышать 2 мрад (для пучка 150x150 мм<sup>2</sup>).

Настройка канала проводилась в два этапа – формирование промежуточного и формирование конечного изображений. Индикация частиц в первом случае осуществлялась "бегальными" сцинтилляционными счетчиками. В конце канала были установлены три пары пропорциональных камер, с которых информация о пучке поступала на ЭВМ ЕС1010.

В июле 1978 года была проведена комплексная отладка всего тракта (включая медленный вывод) и получены первые экспериментальные результаты.

С вводом в эксплуатацию нового экспериментального корпуса ( № 205), куда будут переведены все физические установки, требующие больших интенсивностей первичных или вторичных частиц, большая часть площадей экспериментального корпуса 1Б может быть использована для экспериментов с ядрами средних энергий. Поэтому в дальнейшем предполагается провести разработку выведенного пучка ядер на несколько направлений.

#### Л и т е р а т у р а

1. А.М.Балдин и др. Ускорение легких ядер на синхрофазотроне МВЭ ОИЯИ. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц. Том I, стр. 367. Сердюхов, 1977.
2. Е.Д.Донец, А.И.Ликин. ЖТФ, XV, 2373, 1975.
3. Г.А.Боков и др. Режимы вывода пучка из синхрофазотрона ОИЯИ для камерных

и электронных экспериментов. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Том II, стр. 131, Дубна, октябрь 1976. М., "Наука", 1977.  
 4. Г.А.Боков в др. Сообщение ОИЯИ, Р9-10399, Дубна, 1977.

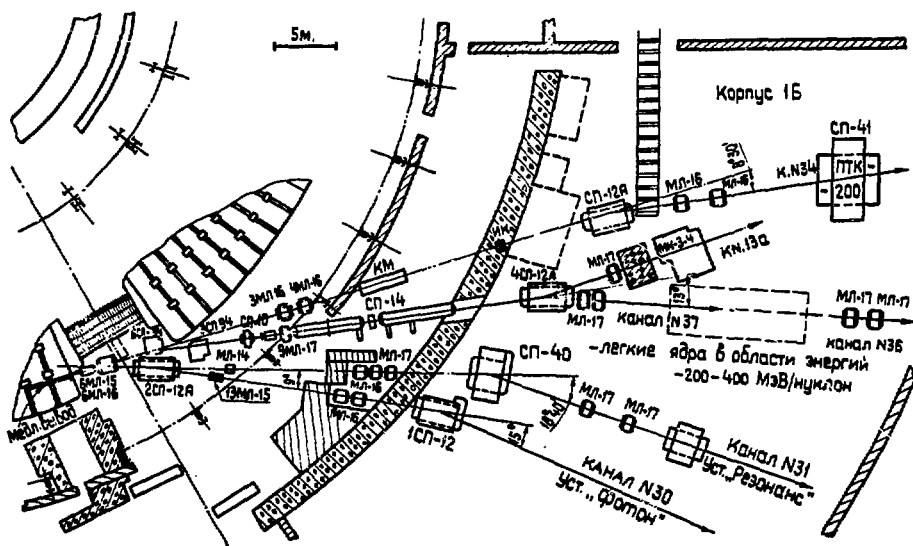


Схема размещения каналов в первом корпусе и корпусе 1Б.

НОВЫЕ ДИАГНОСТИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА ИНЪЕКЦИОННОГО КОМПЛЕКСА  
СИНХРОФАЗОТРОНА ОИЯИ

Ю.Д. Безногих, М.А. Воеводин, Л.П. Зиновьев, А.Д. Коваленко

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Одной из составляющих программы работ на синхрофазотроне ОИЯИ является создание новых диагностических устройств, способных обеспечить надежный и оперативный контроль параметров всех пучков. В настоящем докладе кратко сообщается о разработанных и введенных в последнее время в работу диагностических устройствах.

1. Для контроля за энергетическими параметрами пучков, инжектируемых в синхрофазотрон, на тракте инжекции установлены разработанные в ЛВЭ ОИЯИ /1/ малогабаритные прозрачные датчики, представляющие собой симметричные тороидальные резонаторы, настроенные на частоту 145 МГц. Особенностью конструкции датчиков (рис.1) является то, что резонатор отделен от вакуумного объема. Несмотря на наличие ряда факторов, снижающих добротность, таких как наличие диэлектрической вставки, малость зазора и другие, чувствительность датчика оказалась на уровне  $0,6 + 0,7$  В/мА, что дало возможность, используя простую схему подавления высокочастотных помех, применить его для измерений на пучках с токами от 20 мА и выше.

В настоящее время установлены два таких датчика: один (РД-1) непосредственно за вакуумным кожухом линейного ускорителя, другой (РД-3) на расстоянии 21 м от него, за выравнивателем энергии и модулятором энергии. Изготовлен третий датчик (РД-2), который будет установлен перед выравнивателем энергии.

С каждого датчика используется два выходных сигнала: один - через высокочастотный усилитель-ограничитель и ступенчатый фазорегулятор подается на фазовый мост, выходной сигнал с которого используется для измерения величин модуляции энергии пучка в течение длительности импульса, второй выходной сигнал служит для получения информации об энергетическом спектре пучка (второй сигнал с РД-1 несет информацию только об интенсивности пучка). Измерительная система дает возможность контролировать параметры пучка не только собственно линейного ускорителя, но и в совокупности с выравнивателем и модулятором энергии.

2. Прозрачный датчик, основанный на использовании эффекта ионизации молекул остаточного газа движущимся пучком заряженных частиц, разработан для тракта инжекции с учетом необходимости получения высокой чувствительности и минимального воздействия на проходящий пучок. Последнее обстоятельство заставило отказаться от известной /2/ системы из плоских электродов, создающих азимутально-несимметричное электрическое поле, вытягивающее вторичные частицы, перпендикулярное направлению движения пучка, и привело к системе цилиндрических, concentрично расположенных электродов, действующих на пучок лишь как очень слабая электростатическая линза. Вторичные электроны, ускоренные до энергии ~15 кэВ радиальным электрическим полем, созданным в промежутке между электродами датчика, попадают на коллекторный электрод (рис.2), изготовленный из пластического скintиллятора, и производят световые вспышки, передаваемые по световоду на фотокатод ФЭУ.

Чувствительность датчика определяется главным образом эффективной площадью <sup>\*</sup>) коллекторного электрода, уровнем вакуума в области датчика, зарядом и скоростью движущегося ядра.

В исследованном варианте конструкции коллекторного электрода и световода эффективная площадь оказалась примерно в 25 раз меньше возможной, поэтому чувствительность датчика оказалась хуже ожидаемой и составила величину  $20 \times 10^{-2}$  В/мА при давлении в монопроводе  $\sim 10^{-6}$  Тор. Основные эксперименты проводились на пучке углерода при токе  $3 + 5$  мкА. В настоящее время изготавливаются коллекторный электрод и световод новой конструкции, использование которых позволит существенно увеличить эффективную площадь и, следовательно, чувствительность датчика.

3. Для измерения в квазибетатронном режиме абсолютной величины тока и заряда пучков ядер углерода, и других, более тяжелых, разработаны и изготовлены специальная подвижная мишень - коллектор и электронная аппаратура. В измерительном тракте в качестве предусилителей используются быстродействующие электрометрические усилители, собранные на базе операционных усилителей К140УД8Б, имеющих большое, порядка 1 Гом (по постоянному току), входное сопротивление. Для уменьшения внешних наводок, влиянию которых подвержен усилитель с большим входным сопротивлением, мишень выполнена в виде двух параллельных, близко расположенных пластин, одна из которых служит коллектором, а вторая дает сигнал, используемый для компенсации синфазной электростатической наводки. Обе пластины соединены с двумя идентичными электрометрическими усилителями, сигналы с которых подаются на дифференциальный усилитель (КИУТ531). Подбором внешних элементов последнего удалось получить ослабление синфазной электростатической наводки 40 дБ в полосе частот от 0 до 10 кГц. Чтобы получить информацию не только о величине заряда, но и о форме тока в цепи коллектора, на выходе предусилителя, осуществлено дифференцирование сигнала. Порог чувствительности устройства определяется величиной собственных шумов предусилителя и составляет  $5 \cdot 10^4$  зарядов.

4. Введена в действие система, позволяющая контролировать интенсивность пучка в течение всего времени его пребывания в камере синхрофазотрона, начиная от момента инжекции.

Наиболее интересным для нас является наблюдение процесса накопления частиц в камере синхрофазотрона, их циркуляции и захвата в режим ускорения. Обычно для этих целей используют пояс Роговского /3/, магнитопровод которого охватывает рабочую область камеры. В нашем случае, однако, этот способ представляет известные трудности из-за большого размера рабочей области камеры. (1500 x 400 мм). Поэтому был разработан ещё один ионизационный датчик, отличающийся от описанного ранее только конфигурацией электродов. Исследования датчика на пучках C, N, O, Ne показало, что порог чувствительности системы в режиме интегрирования составляет  $\sim 3 \cdot 10^5$  зарядов при давлении  $2 \cdot 10^{-6}$  Тор, а при измерении формы сигнала  $\sim 10^7$  зарядов. Система испытана во всем диапазоне интенсивностей от  $10^5$  част./цикл при ускорении ядер углерода до  $\sim 10^{14}$  при работе на протонах. Динамический диапазон обеспечивается ослаблением светового потока посредством сменных светофильтров, а также регулировкой усиления ФЭУ.

<sup>\*</sup>) Эффективной площадью мы называем ту часть поверхности коллекторного электрода, световая вспышка с которой вызывает сигнал на выходе ФЭУ выше уровня шумов.

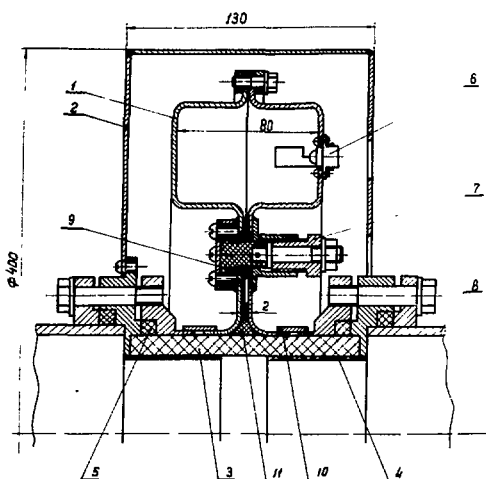


Рис. I. Конструкция резонаторного датчика:  
 1 - резонатор, 2 - катушка,  
 3 - керамическая трубка,  
 4 - металлические экраны,  
 5 - вакуумные уплотнения,  
 6 - петля связи, 7 - механизм грубой подстройки частоты, 8 - ионопровод, 9, 11 - фторопластовые накладки, 10 - металлические обжимы.

Рис. 2. Вид коллекторного электрода и световода ионизационного датчика для тракта инъекции на стадии сборки.

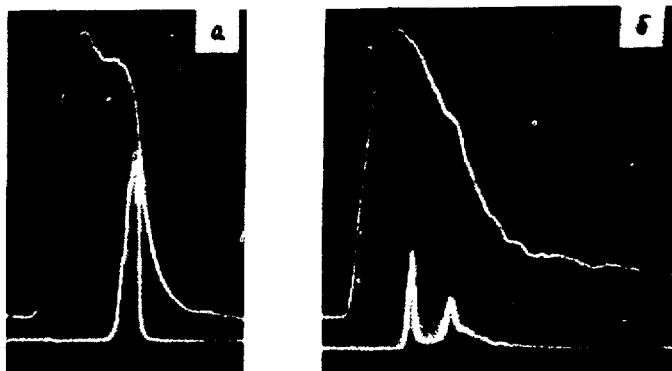


Рис. 3. Осциллограммы интенсивности при работе с ядрами углерода а - без ускорения, б - с ускорением.  
 масштаб:  $= 2 \text{ В/дел}$ ,  $= 250 \text{ мкс/дел}$ .

На рис.3а, б показаны осциллограммы импульсов, полученных при работе с пучком ядер углерода с помощью устройств, описанных в п. 3 - (нижний луч) и п. 4 (верхний луч).

Рис.3 а соответствует режиму с отключенной ускоряющей станцией, а рис.3б - с ускорением.

Из приведенных осциллограмм можно заключить, например, что при данной настройке имеются потери пучка 10% в бетатронном режиме, и коэффициент захвата частиц в синхротронный режим составляет 1/6.

Описанные выше измерительные системы позволили получить дополнительную информацию, использованную при проведении работ по повышению интенсивности пучков синхрофазотрона /4/, а также при ускорении низкоинтенсивных ядерных пучков.

В заключение авторы выражают благодарность В.А.Попову, А.А.Ларину, В.И.Черникову за большой вклад в проведение конструкторских и наладочных работ по отдельным системам.

#### Л и т е р а т у р а

1. М.А.Воеводи и др. Препринт ОИЯИ, Р9-11089, Дубна 1977.
2. F.Hornstra et al. In Proc. of the 6<sup>th</sup> Int. Conf. on High Energy Accelerator, Cambridge, 1967, p. 374.
3. I.S.K.Gardner. В сб. Труды 10 Международной конференции по ускорителям высоких энергий, Протвино, 1977. Изд-во ИФВЭ, 1977, с. 104.
4. Ю.Д.Безногих и др. ОИЯИ, Р9-11903, Дубна, 1978.



ОСУЩЕСТВЛЕНИЕ РЕЖИМА ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОГО ПИТАНИЯ ОБМОТОК ЭЛЕКТРОМАГНИТА  
ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА ИФВЭ

В.П.Даньшин, В.И.Демянчук, А.А.Журавлёв, А.А.Кардаш, Э.А.Мяз,  
Э.В.Поляков, О.Н.Радин, Е.Ф.Троянов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Конструктивной особенностью электромагнита ускорителя ИФВЭ является то, что полуобмотки верхнего и нижнего полюсов собраны в две отдельные цепи. Их питание до 1977 года производилось по так называемой параллельной схеме [1].

Система питания (рис.1) содержит 4 синхронных генератора 1СГ + 4СГ, старторные обмотки каждого СГ собраны в две "звезды" I и II со сдвигом в 30 электрических градусов друг относительно друга. Каждая "звезда" СГ питает 6-фазный инверсионный мост. Мосты I ИВ1 и I ИВ2, включенные параллельно через разделительные катушки ИРК1 и ИРК2, образуют 12-фазный преобразователь ИВ; аналогично собраны и остальные преобразователи 2ИВ-4ИВ. Генераторы 1СГ - 4СГ связаны между собой реакторами ИРБ-4РБ, обеспечивающими синхронность работы преобразователей. В режиме параллельного питания полуобмоток (рис.1А) преобразователи ИВ, 2ИВ через фильтр  $\Phi_1$  были подключены к верхней полуобмотке электромагнита, преобразователи 3ИВ, 4ИВ через фильтр  $\Phi_2$  - к нижней полуобмотке.

Отличия в режимах работы преобразователей при такой схеме питания приводили к неравенству токов верхней и нижней полуобмоток, что вызывало перенос медианной плоскости магнитного поля и, следовательно, возбуждение резонанса связи  $Q_p - Q_z = 0$ .

Относительная величина разбаланса токов

$$\frac{I_B - I_N}{I_B + I_N} = \frac{L + M}{L - M} \frac{e^{-t/\tau_1} \int_0^t (U_B - U_N) e^{t/\tau_1} dt}{e^{-t/\tau_0} \int_0^t (U_B + U_N) e^{t/\tau_0} dt}$$

( $L$  и  $M$  - индуктивность и взаимная индуктивность полуобмоток электромагнита,  $\tau_1 = (L - M)/R$ ,  $\tau_0 = (L + M)/R$ ,  $R$  - сопротивление полуобмоток) из-за сильной связи полуобмоток ( $M/L \approx 0,8$ ) весьма чувствительна к разбалансу напряжений. В частности, для начала цикла:

$$\frac{I_B - I_N}{I_B + I_N} \approx 10 \left( \frac{U_B - U_N}{U_B + U_N} \right)_{нач.}$$

Для поддержания равенства токов с точностью  $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ , что соответствует силе резонанса связи  $\sim 10^{-2}$ , требуется, таким образом, стабильность питающих напряжений на уровне  $10^{-4}$ , которая не могла быть обеспечена в течение цикла из-за различия в параметрах систем питания и обмоток. Не обеспечивалась также долговременная стабильность кривой разности токов, вследствие чего требовалась периодическая подстройка режимов работы ИВ и системы коррекции перекоса [2].

В связи с предстоящим запуском бустера система питания кольцевого электромагнита должна обеспечить формирование "плата" магнитного поля на уровне 386 Э. Наиболее просто такой режим может быть создан за счёт введения соответствующего закона в систему поджига игнитронов. Однако эксперименты показали, что при малых уровнях тока система с "параллельным" питанием полуобмоток работает неустойчиво: преобразователи переходят в режим 6-фазного выпрямления, что приводит к появлению на магните повышенных пульсаций.

В 1977 году был осуществлен режим последовательного питания обмоток электромагнита ускорителя. Измененная схема системы питания представлена на рис. 1Б. В этом варианте игнитронный мост ИИВ2 питается от звезды II синхронного генератора ЗСГ, а мост ЗИВ2 - от звезды II генератора ИСГ. Поскольку звезды машин электрически изолированы, такое переключение позволило исключить гальванические связи между системами ИИВ-ЗИВ и ЗИВ-ИИВ и осуществить практически чистое последовательное питание полуобмоток. Эксперименты показали, что при наличии в схеме фазового управления плавных переходов из режима в режим не наблюдается насыщения разделительных катушек ИРК1,2, ЗРК1,2 при значительном рассогласовании напряжений генераторов ИСГ, ЗСГ (до 200 В при номинальном напряжении 3600 В). Для уменьшения влияния возможной несимметрии переходных процессов в фильтрах их средние точки отделены от земли ограничивающими цепочками  $R_0 C_0$ .

Как показал опыт эксплуатации системы питания в таком режиме, проблема перекоса токов была полностью ликвидирована. Прекратились случаи разного перемагничивания верхнего и нижнего полюсов электромагнита при аварийных отключениях системы питания, исключилась долговременная нестабильность режима коррекции резонанса связи.

При последовательном питании полуобмоток был успешно осуществлен режим формирования бустерного "стола" 386 Э длительностью 1,5 с за счёт регулирования угла поджига игнитронов.

На рис.2 показана осциллограмма кривой поля (нижний луч) и его производной (верхний луч) при формировании закона поля, используемого в настоящее время для исследований на бустерном "столе", когда пучок инжектируется при энергии 100 МэВ и затем ускоряется до "бустерной" энергии 1,5 ГэВ. Успешно опробован также режим, при котором переход на уровень поля 386 Э осуществляется непосредственно из инверторной части цикла, без уменьшения тока до нуля. В обоих случаях наблюдаются пульсации магнитного поля с частотой 150 Гц, вызываемые разбросом поджига игнитронов; амплитуда пульсаций составляет  $2,5 \cdot 10^{-4}$ , что является допустимым.

Авторы выражают свою глубокую благодарность Е.В.Корнакову, Л.Л.Мойжесу, Ф.М.Спеваковой, А.М.Столову, В.А.Титову за плодотворные обсуждения и помощь при проведении экспериментов.

#### Л и т е р а т у р а

1. Корнаков Е.В., Моносзон Н.А. и др. Труды второго Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, стр.174, Москва, 1970.
2. Гуревич А.С., Дрождин А.И. и др. Коррекция резонанса связи на протонном синхротроне ИФВЭ. Доклад на настоящем совещании, том II.

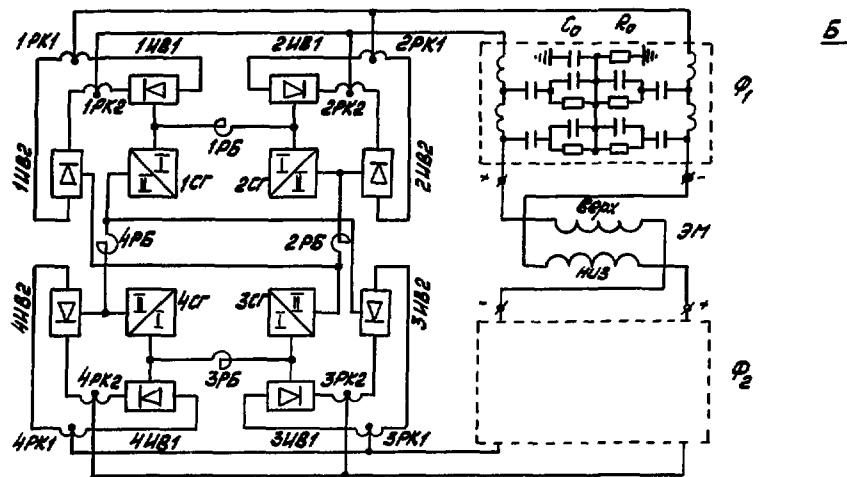
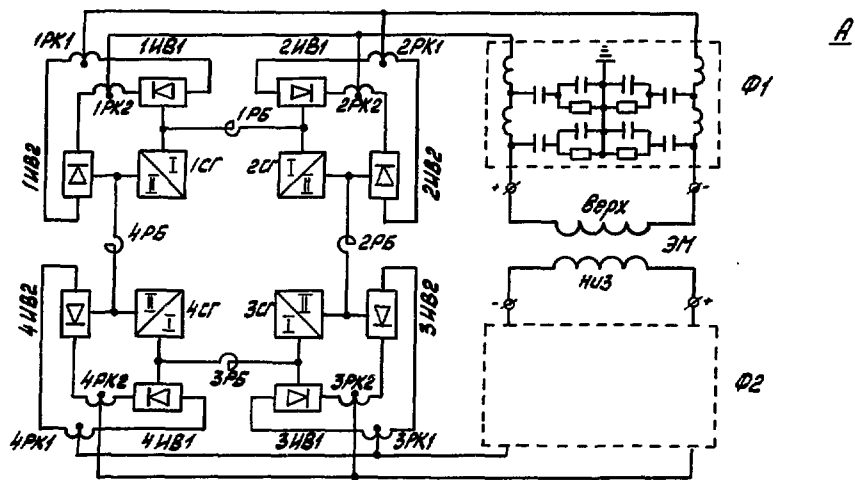


Рис.1. Схема "параллельного" (А) и последовательного (Б) питания полуобмоток электромагнита.

1ИВ1-4ИВ2 - игнитронные мосты; 1СГ-4СГ - синхронные генераторы;  
 1ПК1-4ПК2 - разделительные катушки;  
 1РБ-4РБ - синхронизирующие реакторы;  $\Phi_1, \Phi_2$  - фильтры;  
 ЭМ - электромагнит.

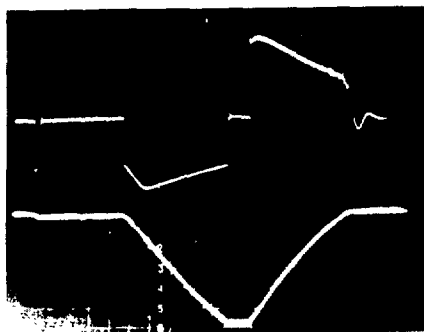


Рис.2. Осциллограмма кривой ( $U$ ) (верхний луч) и ( $I$ ) (нижний луч).

## ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ОДНОВРЕМЕННОМУ ВЫВОДУ ВТОРИЧНЫХ ЛУЧКОВ НА ЕРЕВАНСКОМ СИНХРОТРОНЕ

А.И. Барышев, Н.А. Запольский, В.И. Коваленко, А.А. Маркарян, В.Т. Наринян,  
В.Ц. Никогосян, К.А. Садоян, Х.А. Симонян, А.Р. Туманян, А.А. Хачикян

Ереванский физический институт

В настоящее время на ереванском синхротроне действуют три канала вывода  $\gamma$ -лучков и два канала синхротронного излучения, которые работают последовательно по циклам ускорения по заданной программе. При этом физические установки, использующие  $\gamma$ -пучки, обычно потребляют не более 2+3 мА тока ускоренного пучка, в то время как Ереванский синхротрон может обеспечивать ускорение пучка интенсивностью до 20 мА в каждом цикле. Отсюда очевидна насущная необходимость создания возможности параллельной одновременной работы всех выводных каналов вторичного излучения для многократного увеличения эффективности использования синхротрона.

В связи с этим в ЕрФИ были проведены соответствующие теоретические разработки, описанные в работах /1+3/. В основу проведения экспериментов был заложен метод двойного наведения пучка одновременно на все внутренние мишени, описанный в работах /2,3/.

Для радиального наведения пучка по мишеням были испробованы два способа, а именно: регулирование амплитуды высокочастотного (вч) напряжения в резонаторах и создание многопикового (в данных экспериментах - двухпикового) локального идеального возмущения орбиты, описанного в работе /2/; а для вертикального смещения пучка первоначально использовалось только изменение вертикальных координат самих мишеней. Кратко рассмотрим результаты использования этих способов и проведенные разработки для их осуществления.

Вначале рассмотрим радиальный сброс пучка на мишени путем регулирования ускоряющего вч-напряжения в резонаторах (вч-сброс). Как известно, для обеспечения ускорения электронного пучка без потерь требуется изменение ускоряющего напряжения  $V_p(t)$  по определенной программе. Проведенные аналитические расчеты на ЭВМ показали, что при наличии нормального распределения частиц по фазам в пучке можно осуществить равномерный во времени сброс пучка, если из программного сигнала  $V_p(t)$ , вырабатываемого в программном блоке синхротрона, вычесть дополнительный сигнал, являющийся суммой искаженного прямоугольного и пилообразного импульсов. Для осуществления этого было разработано и изготовлено модуляционное устройство, блок-схема которого приведена на рис.1а.

Устройство работает следующим образом. Таймерный импульс синхротрона подается на блок задержки 1 и, задержанный этим блоком, запускает генератор П-образных импульсов 2, а через дополнительный блок задержки 3 запускает генератор пилообразных импульсов 4. Импульсы этих генераторов, искаженные с помощью ступенчато регулируемых интегрирующих цепочек, подаются в блок суммирования 5, в котором предусмотрен третий вход для сигнала обратной связи. Импульсы модуляционного устройства и программного блока синхротрона 9, развязанные катодными повторителями

телями 6 и 8, поступают на схему сложения 7 и затем на управляющие сетки вч-генераторов питания резонаторов.

Испытание модуляционного устройства показало, что при отсутствии системы обратной связи по интенсивности выводимого пучка существует значительная трудность в получении и поддержании вручную достаточно хорошей равномерности вывода пучков.

Для устранения этого недостатка к модуляционному устройству был подключен дискретно корректирующий блок (ДКБ), используемый в старой системе вывода и описанный в работе /4/. Подключение этого блока (см. рис. 1а), после незначительных его переделок, позволило легко осуществить автоматическую корректировку амплитуды вч-поля в резонаторах по сигналу интенсивности выводимых пучков.

Блок ДКБ в основном выполняет следующие функции. В нем производится квантование на  $N$  частей ( $N = 128$ ) сигнала интенсивности сцинтилляционного датчика II (см. рис. 1а), расположенного вблизи каналов вывода пучков. Каждая из этих частей, усредненная примерно по 300 циклам вывода, запоминается в блоке памяти, сравнивается с опорным импульсом, и далее производится усиление разностного сигнала, который является управляющим и поступает на блок суммирования 5 модуляционного устройства. При этом наилучшая равномерность вывода получается при опережении управляющего сигнала на  $\sim 150$  мкс относительно момента начала вывода пучков, что объясняется инерционностью тракта управления и генерирования вч-поля резонаторов.

Блок ДКБ обеспечивает возможность стабилизации либо длительности растяжки, либо амплитудного значения интенсивности растянутого пучка. Результат работы блока иллюстрирует осциллограмма, приведенная на рис. 1б, где верхний луч — кривая изменения во времени амплитуды вч-поля, нижний луч — интенсивность выведенного пучка.

Таким образом, применение вч-сброса пучка с обратной связью по интенсивности позволило обеспечить одновременный вывод по всем каналам вторичного излучения с неравномерностью растяжки выведенных пучков не более  $\pm 6,0\%$  при неустойчивостях интенсивности ускоряемого пучка до 30%. Это позволило, в опытно-порядке, выдавать пучок на физические эксперименты одновременно только по двум  $\gamma$ -каналам в течение около 200 часов с возможностью перераспределения интенсивности между ними путем изменения радиальной частоты бетатронных колебаний пучка.

Однако при этом отметим некоторые недостатки, присущие вч-сбросу частиц, а именно: невозможность использования метода при малых энергиях ускорения (для ереванского синхротрона нижний предел составляет 2,5 ГэВ, а эксперименты проводились при энергии 4,5 ГэВ). Это объясняется тем, что при отсутствии потерь на синхротронное излучение, частицы, хотя и выпадают из сепаратрис фазовых колебаний, но при этом "сворачиваются" на наружную стенку вакуумной камеры, в то время как мишени расположены на противоположной стороне. Вторым недостатком — это низкая эффективность вывода (при экспериментах составляла  $\sim 20\%$ ) из-за потерь частиц на оборудовании, расположенном примерно на том же расстоянии от орбиты, что и мишени.

Однако второй недостаток можно устранить либо очисткой камеры, что представляется трудоемкой и не всегда возможной мерой, либо созданием слабых локальных возмущений орбиты по радиусу в местах расположения мишеней. В связи с этим проведены предварительные испытания схем локального многопикового возмущения орбиты.

В работе /2/ приводятся расчеты схем одно-, двух- и трехпикового идеально локального возмущения орбиты пучка по радиусу. Для эксперимента был выбран

вариант двухпикового возмущения орбиты, схема которого приведена на рис.2.

Испытание схемы позволило зарегистрировать одновременный вывод  $\gamma$ -пучков по каналам №2 и 3 с длительностью растяжки 1,0 мс и с удовлетворительной равномерностью. Попытки увеличения длительности растяжки приводили к снижению равномерности до неудовлетворительных значений. Для улучшения этих параметров требуется дальнейшее совершенствование системы питания импульсными токами дополнительных обмоток блоков.

При испытании схемы была также опробована возможность регулирования углов выхода  $\gamma$ -пучков с помощью изменения соотношения амплитуд импульсных токов в соответствии с расчетными данными работы /2/. Совпадение расчетных и экспериментальных данных было удовлетворительным.

Далее было проведено совместное наведение пучка вч-методом и локальным возмущением орбиты. При этом смещение орбиты по радиусу локальным возмущением не превышало 5 мм. Однако этого было достаточно, чтобы увеличить эффективность вывода пучка почти в два раза. Попытки дальнейшего увеличения эффективности вывода путем увеличения величины локального смещения орбиты приводили к существенному снижению равномерности и уменьшению длительности растяжки выводимых пучков.

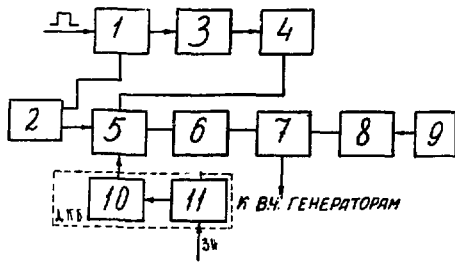
Таким образом, можно надеяться, что эффективный и равномерный во времени вывод  $\gamma$ -пучков одновременно по трем каналам, без влияния на работу каналов синхротронного излучения, может быть обеспечен комбинированным использованием обоих способов радиального наведения пучка с одновременным улучшением формы импульсных токов питания дополнительных обмоток блоков.

Далее, для определения возможности перераспределения интенсивности между выводными каналами были проведены следующие исследования. На рис.3 приведены значения интенсивностей выхода  $\gamma$ -квантов по двум каналам, генерируемых на внутренних толстых (0,14 рад.ед.) мишенях, в зависимости от радиальной частоты бетатронных колебаний. Из рисунка видно, что, изменяя значения радиального числа бетатронных колебаний в диапазоне 5,24±5,38, можно перераспределять интенсивность  $\gamma$ -пучков между каналами в пределах 10±90%.

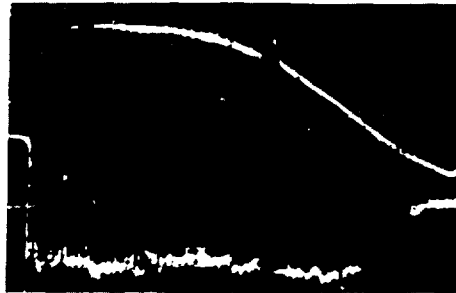
Кроме того, была испробована возможность регулирования интенсивности выводимого пучка по каналу № 3 путем изменения вертикальной координаты самой мишени, что, при выполнении определенных требований к частотам бетатронных колебаний, дает возможность дополнительной регулировки. В результате было получено, что путем изменения вертикальной координаты мишени в интервале до 2 мм можно регулировать интенсивность выводимого пучка в диапазоне 10±100% без заметного изменения равномерности растяжки пучка.

#### Л и т е р а т у р а

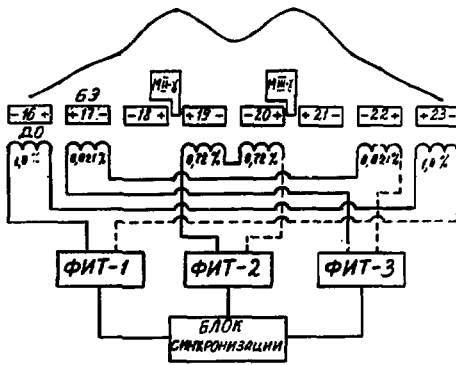
1. И.П.Карабеков И.П., К.М.Карапетян. "Научн.сообщ." ЕФИ-168(76), 1976.
2. Б.Б.Айрапетян и др. "Научн.сообщ".ЕФИ-176(22)-(76), 1976.
3. Х.А.Симонян, А.Р.Туманян. Труды X Международной конф. по ускорителям, т. II стр.170, Серпухов, 1977.
4. С.К.Есин и др. Труды III-го Всесоюзного Совец.по уск.заряж.частиц, том II, стр.130, Москва, 1974.



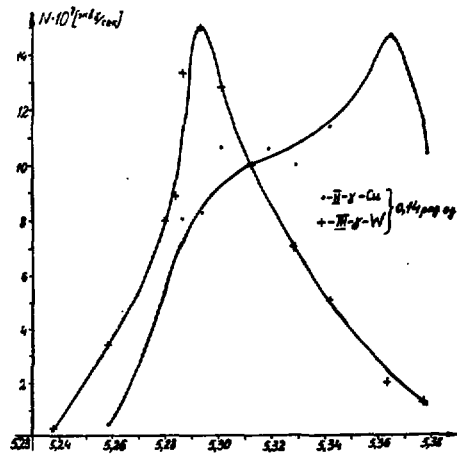
Р и с. 1а



Р и с. 1б



Р и с. 2



Р и с. 3

## СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ НА УСКОРИТЕЛЯХ РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

И.А.Гришнев, Б.И.Щраменко

Харьковский физико-технический институт АН УССР

В ряде теоретических работ, в первую очередь Тер-Минасяна, Гарибяна, Оберала, Дьямбриани<sup>/1-4/</sup>, было показано, что взаимодействие частиц высоких энергий с анизотропной средой существенно отличается от их взаимодействия с аморфной средой. Исследования подтвердили правильность этих основных посылок, в особенности применительно к ультрарелятивистским электронам.

В результате уже несколько лет тому назад была открыта и реализована возможность получения квазимонохроматических линейно-поляризованных пучков фотонов высокой энергии при взаимодействии электронов с монокристаллами алмаза и кремния. Такие пучки были созданы в ряде лабораторий (фраскати, ДЕЗИ, Стенфорд, Ереван, Харьков), и с их помощью получены новые важные данные по физике частиц высоких энергий.

Успех этих работ стимулировал поиски новых особенностей в других каналах взаимодействия, связанных с анизотропией вещества, в первую очередь, в упругих и неупругих процессах, а также в процессах ядерного взаимодействия.

Рассмотрим движение заряженной частицы в поле ядер, упорядоченных в виде цепочек или плоскостей. В области углов меньше некоторого критического угла можно обеспечить финитное движение<sup>/5/</sup>. В результате такого движения частица попадет в канал и, совершая в поперечном направлении осцилляции, движется вдоль осей и плоскостей. При этом могут реализоваться плоские орбиты - плоскостное каналирование, или спиральные орбиты - осевое каналирование.

Движение заряженной частицы в монокристалле описывается подходами, которым посвящен ряд обзорных работ, среди которых следует особенно выделить работы А.Ф.Тулинова<sup>/6/</sup>, Томпсона<sup>/7/</sup>, Линдхарда<sup>/5/</sup>, Джеммелла<sup>/8/</sup>, Ю.Кагана<sup>/10/</sup> и др. В последнее время А.И.Ахмезером В.Ф.Бодышевным и Н.Ф.Лульгой<sup>/28/</sup>, а также Н.П.Каламаниковым<sup>/29/</sup> были развиты новые модели.

Существует ряд моделей, описывающих поведение заряженной частицы в монокристалле<sup>/8/</sup>. Остановимся на наиболее простом и наглядном описании в виде классического непрерывного потенциала, создаваемого цепочками или плоскостями атомов в упорядоченных структурах. Положительно заряженные частицы могут при определенных условиях совершать финитное, ограниченное в поперечном направлении движение с осцилляциями. Если форма потенциала параболическая, движение будет гармоническим с частотой, не зависящей от уровня, занимаемого частицей в яме. При этом частицы с положительным знаком заряда будут совершать колебания в области, где атомов нет, и если выбрать вещество так, чтобы плотность электронов в канале была мала, то можно надеяться реализовать движение в "вакууме" твердого тела. Практически для реализации таких условий необходимо иметь пучок с весьма малой расходимостью, который по мере движения в кристалле распадается на струи, ленты или трубки в зависимости от того, происходит плоскостное или осевое каналирование. В классическом случае поперечный импульс каналирующей частицы не должен превосходить величину, определяемую высотой потенциального барьера.



В ультрарелятивистском случае за счет сжатия продольных размеров решетки и трансформации собственного поля частицы она начинает взаимодействовать одновременно с большим коллективом атомов, при этом резко возрастает сила реакции среды, что дает основание надеяться эффективно изменять направление движения частицы или усиливать излучение в области рентгеновского диапазона, или даже в области десятков МэВ.

Оценки, проведенные рядом авторов, в частности Цыгановым /11/, показывают, что в ультрарелятивистском случае, для пучков с энергией десятки и сотни ГэВ, можно обеспечить за счет изгибания кристалла радиус поворота в несколько сантиметров, т.е. реализовать сверхмощные эквивалентные поворотные, тормозящие для электронов или фокусирующие для позитронов и электронов поля.

Движение в прямых каналах по оценкам М.А.Хумахова /12/ и В.Г.Барышевского /13,24/ приведёт к возникновению интенсивного излучения в новой области частот и к резкому "охлаждению" пучка за счет перехода частиц на основные низколежащие уровни. При этом можно надеяться получать пучки с предельно малым эмиттансом, что в сочетании с эффективными системами фокусировки позволяет надеяться получать пучки предельных плотностей по току.

Реализация эффективного процесса каналирования частиц в монокристалле может привести к резкому снижению полных потерь энергии частицей в монокристалле и поставить на серьезную практическую основу изучение возможности создания ускоряющих структур из монокристаллов, с учетом создания миниатюрных ускорителей нового поколения. Эта идея имеет достаточно основания для разработки в связи с успехами в развитии мощных квантовых генераторов оптического диапазона. При этом возникают реальные возможности создания напряженностей ускоряющих полей в сфокусированных пучках света до значений  $10^7-10^8$  В/см. Такие поля могут быть достигнуты при сравнительно небольших мощностях лазеров. Когерентность излучения облегчает решение задачи фокусировки. Ещё в работе Я.Б.Фейнберга /21/ и В.Б.Красовицкого и В.И.Курьяко /25/ было показано, что мощная поперечная электромагнитная волна, распространяющаяся в газе оптически активных молекул, неустойчива относительно возбуждения продольной волны; при этом отмечалась возможность ускорения заряженных частиц в поле поперечной волны. Ускорение может стать эффективным, если амплитуда ускоряющего поля превысит энергии потерь заряженной частицы в монокристалле.

Одним из авторов доклада, совместно с Н.Н.Насоновым /22/, показано, что можно создать в диэлектрическом монокристалле волну с продольной составляющей электрического поля, которая эффективно возбуждается в электронной системе нелинейного кристалла двумя лазерными волнами ( $\omega_1$  и  $\omega_2$ ) в результате резонансного трёхволнового взаимодействия. Продольная и поперечная составляющие волн связаны соотношением:

$$|E_3^e| = |E_{10}^t| \sqrt{\frac{\beta_3}{\beta_1}} \operatorname{th} [\sqrt{\beta_2 \beta_3} |E_{10}^t| t],$$

где  $E_3^e$  - амплитуда продольной составляющей;  
 $\beta_1, \beta_2, \beta_3$  - соответствующие фазовые скорости волн;  
 $E_{10}^t$  - амплитуда возбуждающей волны.

При  $\omega_2 \approx \omega_1$  получаем  $|E_3^e|_{\max} \approx |E_{01}^t|$ , что при учёте возможностей современной лазерной техники и электрической прочности кристаллов может составить величину  $10^7-10^8$  В/см.

Несколько отличная техника использования "декурных" поперечных волн, ускоряющих каналирующий пучок в монокристалле, была предложена Кановским /15/.

Остановимся теперь на экспериментальных результатах.

Изучение взаимодействия электронов и позитронов с энергией 1 ГэВ с монокристаллами проведено на линейном ускорителе электронов в Харьковском физико-техническом институте АН УССР.

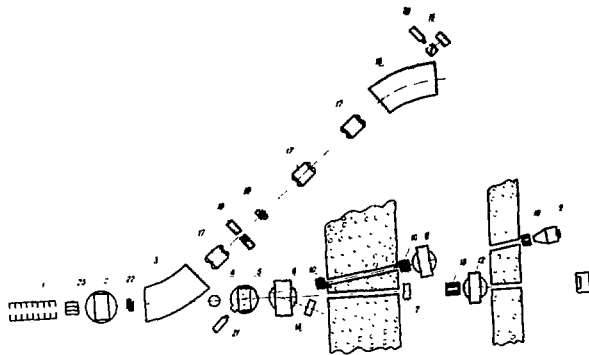
Решающим фактором в развитии этих работ было создание весьма параллельных и достаточно монохроматичных пучков электронов и позитронов на линейных ускорителях, в частности на Харьковском линейном ускорителе на 2 ГэВ. Наличие таких пучков позволило начать систематические поиски эффектов, чувствительных к анизотропии распределения ядерной плотности, знака заряда и проявляющихся в ультррелятивистской области.

Типовая схема экспериментов по изучению особенностей взаимодействия электронов и позитронов с монокристаллами показана на рис.1. Пучок электронов или позитронов, ускоренный в линейном ускорителе, попадает в гониометр (2), в котором можно устанавливать и ориентировать несколько разных монокристаллов. Пучок заряженных частиц может быть исследован с помощью магнитного анализатора (3) или при выключенном магнитном поле анализатора с помощью устройства для измерения формы и расходимости пучка (4). На пучке установлен 2-й гониометр (5) с набором монокристаллов, которые используются для программ по аннигиляции позитронов и программ по изучению излучения в монокристалле. Для измерений потоков  $\gamma$ -излучения созданы фотонные каналы Ф-1 и Ф-2. Канал Ф-1 расположен параллельно оси ускорителя, канал Ф-2 - под углом  $2 \cdot 10^{-2}$  и служит для измерения спектров фотонов, рождённых за счёт аннигиляции позитронов на лету.

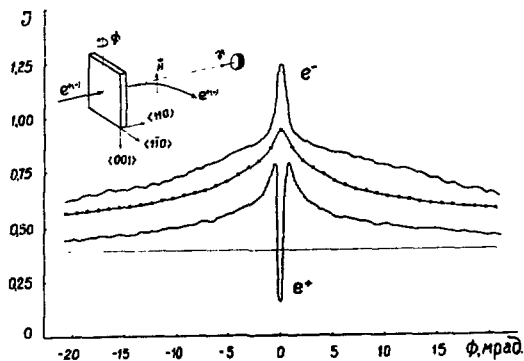
Измерения полного потока фотонов во всех каналах производились квантометром и мюнизационной камерой (МК). Измерения энергетических спектров фотонов проводились с помощью черенковских и сцинтилляционных  $\gamma$ -спектрометров полного поглощения. Измерены интенсивность и энергетические спектры тормозного излучения позитронов, движущихся в монокристалле под разными углами по отношению к кристаллографической оси. На рис.2 приведены данные об интенсивности излучения для позитронов и электронов в зависимости от ориентации кристалла кремния. Видно резкое уменьшение интенсивности излучения позитронов (каналирование) по сравнению с электронами в одинаковых условиях.

На рис.3 приведены данные о влиянии охлаждения кристаллов до  $T = 77$  К на процессы тормозного излучения позитронов и электронов, движущихся параллельно оси [111] монокристалла Si. Видно, что уменьшение тепловых колебаний атомов решётки приводит к ещё большему подавлению излучения позитронов и росту излучения электронов и, следовательно, к большему различию с расчетом в первом борновском приближении.

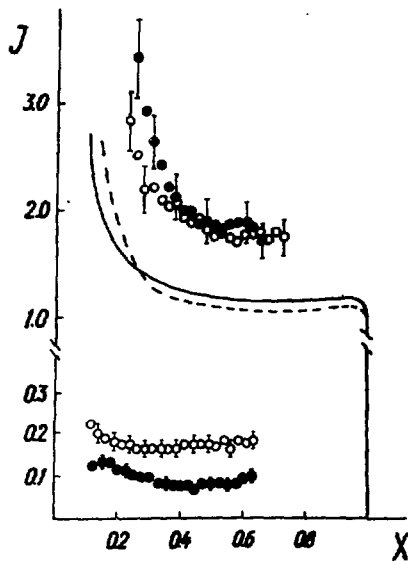
На рис.4 показана картина спектральной плотности излучения для позитронов в диапазоне малых энергий ( $\leq 1,5$  МэВ) фотонов для разных углов движения позитронов относительно осей монокристалла. Видно, что в области мягких фотонов (0,3 - 0,8 МэВ) интенсивность излучения канализующих позитронов существенно превосходит интенсивность излучения в разориентированном кристалле. Такого увеличения мягкого излучения при меньших энергиях позитронов (28 МэВ) не было обнаружено Волкером [26]. Предсказанный в ряде работ интенсивный модуляционный пик излучения в диапазоне 1-3 МэВ для энергии позитронов 1 ГэВ в наших опытах не проявился. Вместе с тем качественно результаты этих опытов подтверждают работу [12]. Отметим, что экспериментальные данные были получены впервые авторами совместно с В.И.Витько. Необходимо провести новые опыты с лучшим энергетическим разрешением аппаратуры. Было бы крайне интересно продолжить эти опыты при больших, чем 1 ГэВ, энергиях позитронов, например при 10-20 ГэВ на SLAC в Стэнфорде и при 30-40 ГэВ в Серпухове.



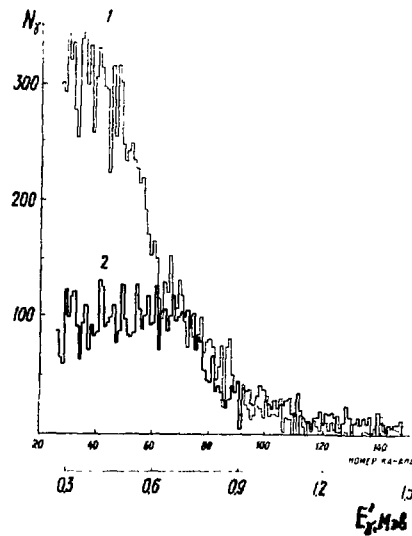
Р и с. 1. Схема размещения экспериментального оборудования. 1 - ускоритель; 2, 5 - гониметры; 3, 6, 11, 12, 16 - поворотные и очищающие магниты; 8 - коллиматор; 10, 13, 25 - коллиматоры; 7, 14, 15 - ионизационные камеры; 17 - квадрупольные линзы; 19, 22 - мониторы вторичной эмиссии; 4, 20, 21 - средства измерения и контроля размеров пучка.



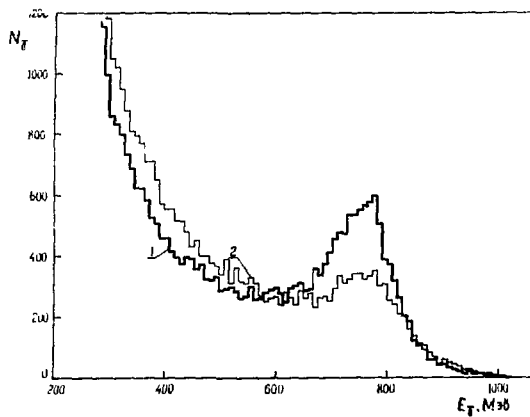
Р и с. 2. Ориентационные зависимости полного потока энергии тормозного излучения электронов и позитронов с энергией 1 ГэВ на кристалле кремния толщиной 230 мкм.  $\phi$  - угол между направлением пучка и осью  $[110]$  в плоскости  $(001)$ .  $J$  - в относительных единицах. — - эксперимент, —•— - теория в приближении Борна; прямая линия - изотропная часть потока энергии, обусловленная тепловыми колебаниями атомов.



Р и с. 3. Спектры тормозного излучения электронов и позитронов в режиме ненаправленного в монокристалле германия. Верхние точки - электроны, нижние - позитроны, ● -  $T=77$  К, ○ -  $T=293$  К.



Р и с. 4. Распределения интенсивности излучения позитронов с энергией  $E_T < 1,5$  МэВ; 1 - для ненаправленных позитронов, 2 - для позитронов, идущих через разориентированный кристалл.



Р и с. 5. Спектры аннигиляционных гамма-квантов для двух ориентаций оси  $[111]$  монокристалла кремния относительно направления позитронного пучка: гистограмма 1 - угол  $\phi = 0$ ; 2 - угол  $\phi = 3 \cdot 10^{-2}$  рад.

Сильное уменьшение интенсивности тормозного излучения позитронов в монокристалле открывает возможности реализации нового источника монохроматичных фотонов, основанного на аннигиляции позитронов на лету на электронах монокристалла. На рис.5 показаны спектры излучения позитронов под углом  $\Theta = 2 \cdot 10^{-2}$  рад для разных ориентаций монокристаллов. Отчётливо видны возможности улучшения параметров квазимонохроматичного аннигиляционного излучения.<sup>/27/</sup>

Таким образом, положительно заряженные релятивистские частицы проявляют ряд новых особенностей при движении через монокристалл. Группа авторов из ЦЕРНа и университета в Ааре, Дания<sup>/18/</sup>, предложила использовать эти особенности для изучения каналирования протонов и пионов с энергией 1 ГэВ и выше. Эффекты каналирования открывают новые возможности в угловой селекции траекторий высокоэнергетичных частиц.

Следует отметить предложение Кеновского (Брукхавен)<sup>/16/</sup> об использовании эффекта каналирования в системах накопления высокоэнергетичных пучков протонов с энергией в несколько сотен ГэВ в Бетавиме.

Наконец, имеется предложение использовать монокристалл для изучения спектров короткоживущих частиц при движении вторичных частиц по касательной вдоль цепочек атомов<sup>/17/</sup>.

В Томске в группе С.А.Воробьёва<sup>/19,20/</sup> выполнен цикл исследований по прохождению электронов через монокристалл и выдвинуто предложение об использовании связанных состояний  $\bar{N}$ -мезонов в кристалле для целей генерации частиц разных знаков.

Как уже отмечалось выше, при каналировании траектории электронов приближаются к цепочкам атомов, в результате реализуются малые прицельные расстояния. При этом интенсивность тормозного излучения существенно возрастает. Это отчётливо видно на рис.2,3. Кроме того, в спектрах излучения появляются когерентные пики, связанные с интерференцией переданного от частицы импульса и собственного импульса решётки. После этого естественно ожидать, что в выходах фотоядерных реакций должны появляться ориентационные зависимости.

На рис.6,б показаны ориентационные зависимости выхода фотонейтронов из различных аморфных мишеней, облучаемых когерентным тормозным  $\gamma$ -излучением (6,а), возникающим в монокристалле кремния (толщиной 240 мкм), ось  $[110]$  которого направляется под различными углами к направлению пучка электронов.<sup>/30/</sup>

Выход фотонейтронов из мишени бериллия, например, для ориентированного кристалла кремния возрастает более чем в 8 раз по сравнению с выходом нейтронов, когда кристалл разориентирован на угол 30 мрад. Эти данные показывают, что выход фотонейтронов непосредственно из кристалла будет существенно зависеть от его ориентации.

Аналогичные ориентационные зависимости выходов осколков деления из монокристалла вольфрама под действием пучка электронов с энергией 1 ГэВ получены в ХФТИ группой В.И.Касилова.

Таким образом, для отрицательно заряженных релятивистских частиц проявляется заметное увеличение эффективности взаимодействия с веществом и увеличение выходов фотоядерных реакций.

Следует отметить: все отмеченные выше закономерности согласуются качественно с теоретическими предсказаниями, что позволяет надеяться на дальнейший прогресс в исследованиях и применении монокристаллов в системах формирования пучков высоких энергий.

Кроме того, уточнение деталей механизмов взаимодействия заряженных частиц разных знаков с монокристаллами позволяет управлять каналами взаимодействия, путём увеличения выходов ядерных реакций, уменьшения полных потерь энергии час-

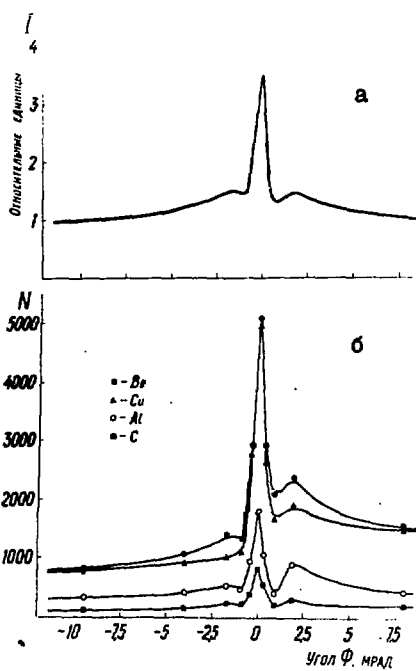


Рис.6. Зависимости выхода фотонейтронов (б) из аморфных мишеней, облучаемых когерентным тормозным излучением (а), зависящих от ориентации монокристалла кремния.

тицами при их движении через монокристаллы. В описанных ранее нами<sup>/27/</sup> опытах на позитронах при энергии 1 ГэВ отчетливо видно уменьшение многократного рассеяния. Однако убедительных доказательств существования эффективного "охлаждения" пучка пока ещё не получено. Это должно стимулировать опыты на больших энергиях.

Представленные в докладе экспериментальные данные получены авторами совместно с сотрудниками УФТИ А.П. Антипенко, Г.Л. Бочком, В.И. Витко, В.И. Касиловым, Г.Д. Коваленко, В.И. Кулибобой, Н.И. Лапшиным, В.Л. Мороховским и персоналом линейного ускорителя УФТИ, которым авторы выражают искреннюю благодарность.

#### Л и т е р а т у р а

1. Тер-Микаэлян М.А. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, 1969.
2. Гарибяи Г.М. *ЖЭТФ*, 1958, 35, 1435; *ЖЭТФ*, 1959, 37, 527.
3. Uberall H. *Z.Naturforschung*, 17A, 322, 1962.
4. Diambriini. *Rev.Mod.Phys.*, 1968, 40, p. 611.
5. Амидхара И. *УФН*, 1969, 99, 2, 249.
6. Тулинов А.Ф. *УФН*, 1965, 87, 585.
7. Томпсон М. *УФН*, 1969, 99, 297.
8. Джемел , *Rev.Mod.Phys.* 1974, 46, 1.
9. Арутюнян Ф., Туманян В.А. *УФН*, 1963, 83, 3.
10. Кеган Д., Афанасьев А.М. *ЖЭТФ*, 1965, 48, 327.
11. Tsuganov E.N. *Fermilab MT-682*, 1976.
12. Кумаров М.А. *ЖЭТФ*, 1977, 72, 4, с.1489.
13. Барышевский В.Г. *ДАН БССР*, 1974, 6, с.499.
14. Fich O., Golovchenko I.A., Nilsen K.O. *Phys.Lett.*, 1975, 57, p.90.
15. Kanofsky A. *Rev.Sci.Instr.* 1977, 48, p.34.
16. Kanofsky A. *Lett.of Nuovo Cim.* 1976, 17, p.191.
17. Carrigan R.A. *Phys.Rev.Lett.* 1975, 35, p.206.
18. Eklensen H.E., Fich O., Golovchenko S.A. *CERN*, 1977.
19. Воробьев С.А. Прохождение бета-частиц через кристаллы. М., Атомиздат, 1975.
20. Воробьев А.А. и др. Изв. ВУЗов. Серия "Физика", 1977, 8, с.146.
21. Фейнберг Я.Б. В сб. "Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза", вып.3, Киев, 1963, с.300.
22. Гринев И.А., Насонов Н.Н. Письма в *ЖЭТФ*, 1977, 3, 20, с.1084.
23. Ахмезер А.И., Фомин П.И., Шульга Н.Ф. Письма в *ЖЭТФ*, 1971, 13, с.713.
24. Барышевский В.Г., Дубовская И.Я. Письма в *ЖЭТФ*, 1977, 3, II, с.500.
25. Красовицкий В.Б., Куряко В.И. *ЖЭТФ*, 1965, 48, с.353.
26. Walker R.L., Bergman V.L., Bloom. *Phys.Rev.*, 1975, 11A, 3, p.736.
27. Бочек Г.Л., Витко В.И., Гринев И.А. и др. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Серпухов, 1977, II, с.133.
28. Ахмезер А.И., Болдырев В.Ф., Шульга Н.Ф. *ДАН СССР, Физика*, 1976, 226, 2, с.295. *ТМФ*, 1975, 23, I, с.11.
29. Калемников Н.П., Мур В.Д. *ПФ*, 1972, 16, с.1117.
30. Временко Б.И., Гринев И.А., Витко В.И. В сб.: "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента" Харьков, УФТИ, 1978, Вып. I (I), с.50.

## О ФОРМИРОВАНИИ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫХ НЕЙТРИННЫХ ПУЧКОВ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.И.Гаркуша, В.П.Карташев, В.И.Котов, Р.А.Рзаев, В.Л.Рыков, В.И.Сахаров  
Институт физики высоких энергий, Серпухов

На современных ускорителях при формировании нейтринных пучков в широком энергетическом интервале применяются либо магнитные горны, дополненные рефлекторами<sup>1-3/</sup>, либо параболические линзы<sup>4,5/</sup>, обеспечивающие сепарацию по знаку заряда и фокусировку  $\bar{\pi}$ - и  $K$ - мезонов - "родителей" нейтрино. В области сверхвысоких энергий указанные фокусирующие системы представляются малоэффективными по ряду причин.

Во-первых, эти устройства не осуществляют фокусировку частиц в присоединенной области, где располагается их конструктивная "шейка", в пределах которой магнитное поле или отсутствует, или его воздействие на пучок пренебрежимо мало. При переходе к энергиям в несколько ТэВ доля  $\bar{\pi}$ - и  $K$ - мезонов, приходящая на сечение "шейки" и не испытывающая фокусирующего действия, значительно возрастает, в частности результатом этого является существенное увеличение примеси в пучках антинейтрино и наоборот. Применение для уменьшения этой примеси специального поглотителя, расположенного между мишенью и фокусирующей системой, приводит к сильному ослаблению интенсивности основного пучка.

Во-вторых, при столь больших энергиях и ожидаемых интенсивностях резко возрастает число событий в рабочем объеме детекторов, что осложняет их анализ и вызывает необходимость перехода от длительностей вывода протонного пучка на мишень в несколько микросекунд к значительно большим длительностям и соответствующему удлинению импульса тока фокусирующего устройства. При этом охлаждение таких тонкостенных оболочек вращения, какими являются горны - рефлекторы и параболические линзы, превращается в сложную техническую проблему. Кроме того, возможность дальнейшего увеличения оптической силы таких систем путем их удлинения ограничивается заметным ухудшением прочностных свойств и ростом количества вещества на пути  $\bar{\pi}$ - и  $K$ - мезонов.

В связи с этим приобретает актуальность поиск новых методов получения чистых нейтринных пучков сверхвысоких энергий. Одним из перспективных способов решения данной задачи может быть применение систем из литиевых линз, представляющих собой сплошные цилиндры, через которые пропускается импульсный ток с однородной плотностью. Такие линзы для целей формирования пучков позитронов, инжектируемых в накопителя, были разработаны в ИФ СОАН СССР, причем результаты испытаний отдельных образцов показали возможность создания литиевых линз с магнитными полями на поверхности 100-300 кЭ<sup>6/</sup>.

Принципиальная схема нейтринного канала показана на Рис.1а. Среди фокусирующих систем из многих линз, если ограничиться протяженностью системы в пределах 10-15% от общей распадной базы  $\bar{\pi}$ - и  $K$ - мезонов, как отмечалось в работе<sup>4/</sup>, оптимальной является оптическая структура из трех объективов. Оптимизация параметров системы при заданной ее длине  $L$  производится в рассматриваемом диапазоне импульсов ( $P_{\max}, P_{\min}$ ) по минимуму функционала

$$\min \left\{ \int_{P_{\min}}^{P_{\max}} (F_x^2 + F_y^2) dP \right\} \equiv F, \quad (I)$$



где  $F_x'$  и  $F_y'$  - угловые отклонения пучка мезонов в поперечных направлениях. Если в распределениях вторичных частиц на мишени по координатам  $X_0$ ,  $Y_0$ ,  $Z_0$  и углам  $X_0'$ ,  $Y_0'$  средние значения равны нулю, то для  $F_x'$ ,  $F_y'$  будем иметь

$$F_{x',y'} = \sqrt{(m_{21} \epsilon_1)^2 + (m_{22} \epsilon_2)^2 + (m_{23} \epsilon_3)^2}, \quad (2)$$

где  $\epsilon_1$  - дисперсия распределения по  $X_0$  или  $Y_0$ ;  $\epsilon_2$  - по  $X_0'$  или  $Y_0'$ ;  $\epsilon_3$  - по  $Z_0$ ; а  $m_{ij}$  - элементы матрицы преобразования от мишени до точки наблюдения в горизонтальной или вертикальной плоскостях соответственно. При относительно короткой длине фокусирующей системы  $L$  условие (I) обеспечивает на ее выходе минимальную угловую расходимость пучков  $\Pi$ -и  $K$ -мезонов в широком диапазоне импульсов ( $P_{\text{мин}}$ ,  $P_{\text{макс}}$ ), что в результате приводит к максимальной концентрации нейтрино на детекторе. Эффективность применения литиевых линз рассмотрим на примере формирования нейтринного пучка с широким энергетическим спектром  $P_{\text{мин}} = 200-300$  ГэВ/с,  $P_{\text{макс}} = 1000-1200$  ГэВ/с при выводе на мишень протонного пучка с энергией  $E_p = 1,5$  ТэВ. Распадную базу примем равной 2000-3000 м, а протяженность фокусирующей системы 100-300 м. Возможный диапазон изменения радиусов линз  $r_0$  можно определить, принимая отношение толщины скин-слоя  $\delta$  к  $r_0$  больше 0,4 (в этом случае распределение поля в линзе не будет сильно отличаться от линейного). Отсюда при длительности полупериода импульса тока 3-5 мс и соответственно  $\delta \approx 1,2-1,5$  см будем иметь  $r_0 < 3$  см. В расчетах оптических сил линз значения импульсных токов ограничим величинами 600-700 кА, а длины линз - уровнем потерь мезонов в веществе 25%, как это принято на действующих нейтринных каналах<sup>[1-5]</sup>. При этом, с учетом поведения сечения поглощения частиц в интересующей нас области энергий, суммарная длина литиевых линз не должна превышать 35+40 см.

Результаты расчета фокусирующей системы отражены на рис. 1б, где приведены отклонения пучка частиц и минимально возможные значения функционала (I) в зависимости от полной длины системы  $L$ . Так как с уменьшением угловой расходимости пучка частиц на выходе фокусирующей системы существенно возрастают апертуры линз, то приемлемым компромиссным решением будет выбор полной длины системы  $L \approx 250$  м с оптимальной геометрией размещения оптических элементов, указанной на Рис. 1а. Как следует из рис. 1б, при  $L = 250$  м размеры пучка частиц в третьей линзе составляют  $\sim \pm 10$  см. В качестве такого элемента при условии решения вопроса охлаждения можно применять параболическую линзу длиной 100 см, по которой пропускается ток около 200 кА. Так как к этому моменту поперечные размеры пучка мезонов становятся большими, роль "шейки" не будет столь заметной.

Более простым представляется использование в качестве третьего объектива симметричного триплета из квадрупольных линз, близкого по своим фокусирующим свойствам к аксиально-симметричной линзе. Подобный триплет может состоять из линз с максимальными градиентами 1300 Э/см длиной 2 м (крайние) и 4 м (центральная) и апертурой 20 см.

Значения параметров, характеризующие первые две литиевые линзы фокусирующей системы, приведены в таблице.

## Характеристики литиевых линз

	Линза № 1	Линза № 2
Длина, см	20	18
Радиус, см	1,4	2,8
Величина пропускаемого тока, кА	500	630
Максимальное поле на поверхности, кЭ	70	45
Сопротивление, мкОм	32,5	7,3
Энергия поля в объеме линз, кДж	1,25	1,8

Оценки показывают, что для питания литиевых линз можно использовать генераторы, формирующие трапециевидные импульсы тока длительностью 5–6 мс и плоской вершиной 2–3 мс при стабильности  $\pm 2+3\%$ . Запасенная энергия в конденсаторной батарее такого генератора составит величину 100 кДж, нагрев первой и второй линз за цикл приведет к повышению их температур на 160 и 20°C соответственно.

На рис.1в для сравнения представлены угловые отклонения пучков частиц на выходе (в единицах угла входа) комбинированной системы (две литиевые линзы и триплет квадрупольных линз) и системы, целиком состоящей из аксиально-симметричных оптических элементов. Заметное различие в поведении кривых наблюдается для области больших значений импульсов частиц. Однако это обстоятельство несущественно сказывается на конечном результате.

Угол захвата вторичных частиц, определяемый режимами первых двух линз, практически постоянен для всех диапазонов импульсов и составляет  $\pm 0,75$  мрад. Спектры нейтрино и антинейтрино на детекторе с радиусом 1 м для геометрии канала, указанной на рис.1а, даны на рис.2. Для расчета нейтринных спектров использовалась функция распределения по углам и импульсам  $\pi$ -и  $K$ -мезонов, рожденных в мишени, приведенная в работе<sup>7/</sup>.

Спектры нейтрино и антинейтрино при использовании комбинированной фокусирующей системы и системы из аксиально-симметричных оптических элементов практически совпадают во всем диапазоне импульсов, причем интегральный поток нейтрино и антинейтрино увеличивается более чем в 3 раза.

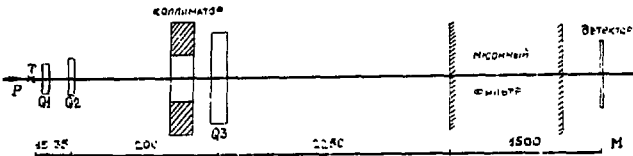
Заметную разницу указанные фокусирующие системы дают в уровне фона: интегральный поток фоновых частиц при использовании комбинированной фокусирующей системы в 1,6 раза выше. Примесь антинейтрино в пучке нейтрино при использовании комбинированной фокусирующей системы составляет 2%, а примесь нейтрино в пучке антинейтрино – 9%. Этот уровень фона, как показывают оценки, можно уменьшить в среднем на 30%, используя мишень, через которую пропускается ток в несколько десятков килоампер.

В заключение авторы выражают свою признательность Г.И.Сильвестрову и Б.ч.Баянову за обсуждение технических возможностей создания литиевых линз с требуемыми характеристиками и А.И.Мухину за полезные замечания при прочтении рукописи работы.

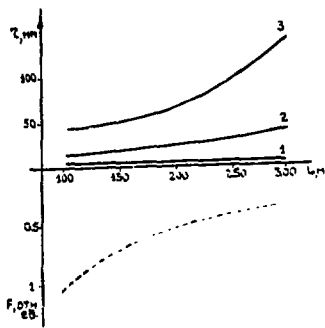
### Л И Т Е Р А Т У Р А.

1. S. van der Meer. CERN Report 61-7; A.Asnev, Ch.Iselin. CERN 65-17, 1976;  
J.B.M.Pattison, G.Liebarth. CERN TC D/Int. 72-11, 1972.
2. W.A.Venus, H.W.Wachsmuth. TC-L/Int. 73-2, RL-73-137 (1973).
3. F.A.Nezricj. Nuclear Science, NS-22, No. 3, 1479 (1975).

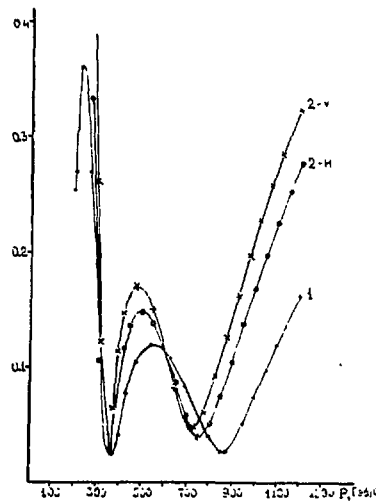
4. В.И.Воронов, И.А.Данильченко, Р.А.Рзаев, А.В.Самойлов. Препринт ИФВЭ, ОП-70-93, Серпухов, 1970; Nucl.Instr.Meth., 105, 147 (1972).
5. Д.Г.Баратов, Н.С.Бикбулатов, В.В.Васильев и др. Препринт ИФВЭ, 76-87, Серпухов, 1976; ЖТФ, 47, 1007 (1977).
6. Б.Ф.Баянов, Г.И.Сильвестров. Препринт ИЯФ 76-41, Новосибирск, 1976. Т.А.Всеволожская, М.А.Льбимова, Г.И.Сильвестров. ЖТФ, 45, 2494, 1975.
7. R.J.Stefanski, H.V.White. FN-292, Batavia, 1976.



а)



б)



в)

Рис. 1. а) Принципиальная схема нейтринного канала; б) размеры пучка в объективах  $Q_1$ ,  $Q_2$ ,  $Q_3$  для фокусирующих систем различной длины с минимальным значением функционала  $F$  (пунктирная кривая); в) угловые огибающие на выходе фокусирующей системы: 1 - аксиально-симметричная система, 2 - комбинированная система (Н - горизонтальная плоскость, V - вертикальная плоскость).

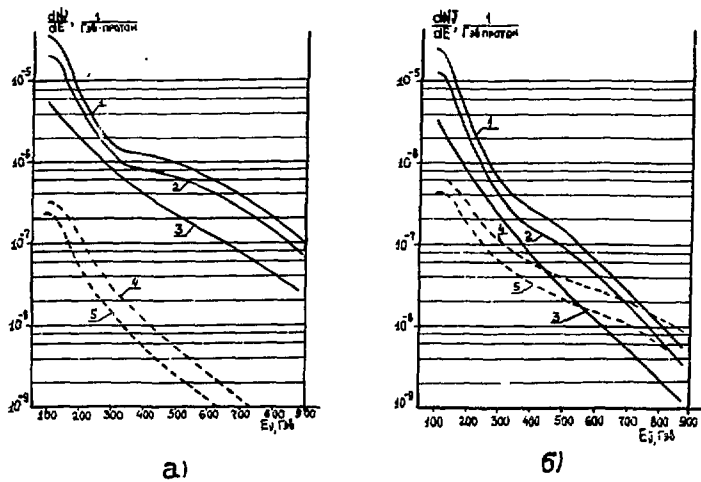


Рис. 2. Спектры нейтрино (а) и антинейтрино (б) на детекторе радиусом 1 м; 1 - идеальная фокусировка, 2 - комбинированная фокусирующая система; 3 - без фокусировки; 4 - примесь антинейтрино (нейтрино) при использовании комбинированной фокусирующей системы; 5 - примесь антинейтрино (нейтрино) при использовании аксиально-симметричной фокусирующей системы.

**ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ МОНОХРОМАТИЗИРОВАННЫХ ПУЧКОВ НЕЙТРИНО  
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПАРАБОЛИЧЕСКИХ ЛИНЗ**

**В.И.Котов, Р.А.Рзаев**

**Институт физики высоких энергий, Серпухов**

В экспериментах на нейтринных пучках с широким энергетическим спектром восстановление спектра ведется по измеренным потокам мюонов, а энергия нейтрино определяется обычно по суммарной энергии продуктов их взаимодействия в детекторе. Получение информации об энергии нейтрино таким способом связано с большими трудностями, а в некоторых случаях становится невозможным. В результате встает вопрос о создании монохроматизированных пучков нейтрино (антинейтрино), спектр которых состоит из двух узких энергетических пиков, связанных с распадом  $\Pi$ -и  $K$ -мезонов соответственно. Интенсивность таких пучков значительно ниже, чем пучков нейтрино с широким энергетическим спектром. Поэтому приемлемые условия для экспериментов в этом случае можно обеспечить при входе на внешнюю мишень протонного пучка с интенсивностью не менее  $5 \cdot 10^{12} - 10^{13}$  протонов за цикл.

Допустим, что на входе в нейтринный канал (см.Рис.1) сформирован параллельный пучок  $\Pi$ -и  $K$ -мезонов заданного импульса. Тогда ширина энергетических пиков на детекторе будет связана с энергией  $\Pi$ -и  $K$ -мезонов и геометрией канала и экспериментальной установки соотношениями

$$\begin{aligned} \Delta E_{\text{мини}} &= 2E^* \gamma^3 \tau^2 / [\gamma^2 \tau^2 + (L_p + \delta)^2], \\ \Delta E_{\text{макс}} &= 2E^* \gamma^3 \tau^2 / [\gamma^2 \tau^2 + L_d^2], \end{aligned} \quad (1)$$

где  $L_p$  - распадная база,  $L_d$  - расстояние от начала защиты до детектора,  $\delta$  - радиус детектора,  $\gamma = E_{\pi, K} / m_{\pi, K} c^2$  - релятивистский фактор,  $E^*$  - энергия нейтрино в системе покоя мезонов, равная 0,0299 ГэВ в случае распада пионов и 0,2358 ГэВ при распаде каонов. Максимальной энергией  $2\gamma E^*$  будут обладать нейтрино, вылетающие при распаде мезонов под нулевым углом, при этом все они концентрируются в центральной зоне детектора. Как следует из выражений (1), ширина энергетического пика, связанного с распадом  $K$ -мезонов, значительно уже соответствующей величины для нейтрино, образованных от распада пионов (при одинаковой энергии мезонов  $\gamma_{\pi} > \gamma_K$ , а  $\gamma \tau < L_d$  - практически во всех случаях).

Чтобы приблизиться к энергетическим распределениям, определяемым выражениями (1), необходимо сформировать пучок мезонов, близкий к параллельному с малым разбросом по импульсу. Эти функции обычно выполняет бездисперсная фокусирующая система, состоящая из отклоняющих магнитов и квадрупольных линз. В данной работе предлагается использовать для этих целей систему из параболических линз, общая схема которой совместно с кольцевыми коллиматорами и поглотителями пучка приведена на рис.1б.

Поглотителем 1 и коллиматором 2 выделяется пучок мезонов, вылетающих из мишени в сравнительно узком угловом интервале относительно заданного угла, а также осуществляется поглощение непрореагировавшей с мишенью части протонного пучка. В этих условиях первый объектив выполняет роль импульсного анализатора, формируя в центре коллиматора 3 изображение выделенного пучка мезонов с соответствующим разбросом частиц по импульсам. Второй объектив преобразует пучок мезонов в близкий к параллельному, а поглотитель 4 перехватывает высокоэнергетичные мезоны, прошедшие в приосевой области системы. Положение и параметры коллиматоров и поглотителей оптимизируются исходя из условий, во-первых, максимально возможной интенсивности мезонов с заданным разбросом по импульсам и, во-вторых, минимального уровня фона на детекторе. Последнее обстоятельство заслуживает особого внимания, так как в предлагаемой оптической схеме направление движения непрореагировавшего с мишенью пучка протонов совпадает с осью нейтринного канала, а плоскость импульсного анализа отображается на поперечное сечение детектора. Указанные источники фона можно несколько ослабить (примерно в 2-3 раза), используя в системе, наряду с параболическими линзами, три отклоняющих магнита (см. рис.1в).

Для области энергий мезонов вплоть до (100+130) ГэВ светосила оптических систем из параболических линз, как показывают расчеты, существенно выше, чем бездисперсных систем из отклоняющих магнитов и квадрупольных линз. Поэтому их реализация, в частности для области энергий серпуховского ускорителя, представляется весьма перспективной. В качестве примеров приведем результаты расчетов монохроматизированных пучков нейтрино с использованием фокусирующей системы, представленной на рис.1б, для геометрии существующего на серпуховском ускорителе нейтринного канала с широким энергетическим спектром<sup>1,2/</sup>. Чтобы уменьшить примесь фоновых нейтрино от распада мезонов до выхода из фокусирующей системы, длину последней устанавливают сравнительно небольшой. В расчетах она принята равной 20 м, что составляет 14% от распадной базы. В качестве первого объектива выбрана система из двух одинаковых параболических линз со следующими характеристиками: параметр параболы  $a = 1 \text{ см}^{-1}$ , радиус  $r = 8 \text{ см}$ , радиус шейки  $r_0 = (1,5-2) \text{ см}$ , длина  $l = 128 \text{ см}$ , толщина оболочки вдоль пути частиц  $h_0 = 1,5 \text{ см}$ . Во втором объективе используется одна параболическая линза с тем же параметром параболы, но длиной  $l = 50 \text{ см}$ , радиусом  $r = 5 \text{ см}$ ,  $r_0 = 1 \text{ см}$ ,  $h_0 = 0,8 \text{ см}$ . По своим прочностным свойствам линзы рассчитаны на работу с импульсными токами силой до 500 кА и длительностью  $\sim 150 \text{ мкс}$ <sup>3,4/</sup>. Суммарная толщина вещества на пути частиц в такой фокусирующей системе составляет 7,5 см, что дает ослабление в потоке мезонов примерно на (14-17)%. Продольные размеры коллиматоров и поглотителей выбраны равными 1,5 м по результатам минимизации уровня фона на детекторе. Результаты расчетов спектров нейтрино и антинейтрино на детекторе с геометрией расположения  $L_p = 145 \text{ м}$ ,  $L_d = 80 \text{ м}$ , представлены на рис.2. Там же даны значения  $N$  полного потока нейтрино (антинейтрино) через детектор заданного радиуса на один падающий протон и ширины энергетических пиков  $\Delta E/E$  на полувысоте. Из кривых на рис.2а, соответствующих двух режимам работы фокусирующей системы, видно, что для области низких и средних энергий энергетические пики, соответствующие нейтрино, образованным от распада каонов, находятся на уровне  $\sim 10^{-2}$  от потока нейтрино, обусловленных распадом пионов. В результате, в экспериментах энергетический разброс пучка нейтрино (антинейтрино) можно отождествлять с шириной энергетических пиков, обусловленных распадом пионов, относя к фону нейтрино от распада каонов. Уровень фона, указанный на рис.2а пунк-

тирной кривой, становится заметным при формировании низкоэнергетичных пучков нейтрино. Он обусловлен главным образом взаимодействием мезонов с веществом оболочек параболических линз.

При максимально возможных энергиях спектры нейтринных пучков становятся более широкими и для улучшения определения энергии нейтрино приходится использовать информацию о радиальных зависимостях нейтринных событий в детекторе (такая зависимость в рассматриваемой геометрии имеет место в основном для нейтрино от распада пионов, см. рис.2б, где приведены спектры в двух радиальных зонах детектора: 0-20 см и 30-40 см). Следует также отметить, что вклад в общий поток нейтрино от распада каонов в данном случае существенно возрастает и нейтринные пучки принимают дихроматическую структуру. Из сопоставления спектров нейтринных и антинейтринных пучков, приведенных на рис.2, видно, что интенсивность последних всего лишь в 1,5-2 раза меньше. Если сравнить интенсивность действующего на серпуховском ускорителе пучка нейтрино (антинейтрино) с широким спектром с интенсивностью монохроматизированных пучков, то в последних она оказывается в (20-30) раз меньше для низких и средних энергий (при ширине пиков  $\frac{\Delta E}{E} \leq \pm 15\%$ ) и в 100 раз - для максимально возможных энергий (с шириной пиков  $\frac{\Delta E}{E} \leq \pm 23\%$ ). Таким образом, с вводом в действие бустера и увеличением интенсивности ускоренного пучка протонов до  $5 \cdot 10^{13}$  экспериментальные исследования на монохроматизированных пучках нейтрино в энергетической области (3-25) ГэВ становятся весьма эффективными.

#### Л и т е р а т у р а.

1. В.И.Воронов, И.А.Данильченко, Р.А.Рзаев, А.В.Самойлов.  
Препринт ИФВЭ, ОП/СПК 70-93, Серпухов, 1970; Nucl.Instr.Meth.,  
105, 147, 1972.
2. Д.Г.Баратов, Н.З.Бикбулатов, В.В.Васильев, и др.  
Препринт ИФВЭ, ОП 76-87, Серпухов, 1976; ЖТФ 47, 1007, 1977.
3. Д.Г.Баратов, В.М.Валов, Р.А.Рзаев, В.Л.Рыков.  
Препринт ИФВЭ, ОП 72-94, Серпухов, 1972; ПМТФ № 3, 133, 1974.
4. Д.Г.Баратов, В.М.Валов, Р.А.Рзаев, В.Л.Рыков.  
ПМТФ № 4, 180, 1975.

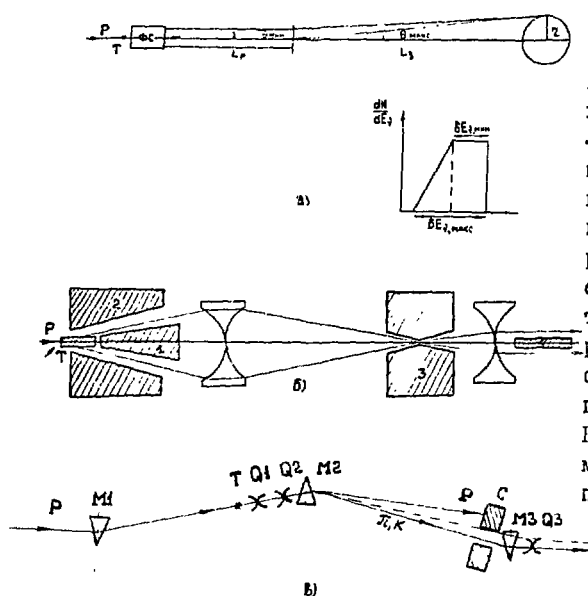


Рис. 1. Схемы формирования монохроматизированных пучков нейтрино (антинейтрино). а) принципиальная схема: Т - мишень, ФС - фокусирующая система, К - мезоны,  $\theta_{\min}$  и  $\theta_{\max}$  - минимальные и максимальные углы вылета нейтрино, попадающие в детектор радиуса  $r$ ; б) оптическая схема системы с коллиматорами и поглотителями пучка; в) схема формирования мезонов с использованием отклоняющих магнитов (М1-М3) и параболических линз (Q1-Q3). Коллиматор С является одновременно поглотителем протонного пучка.

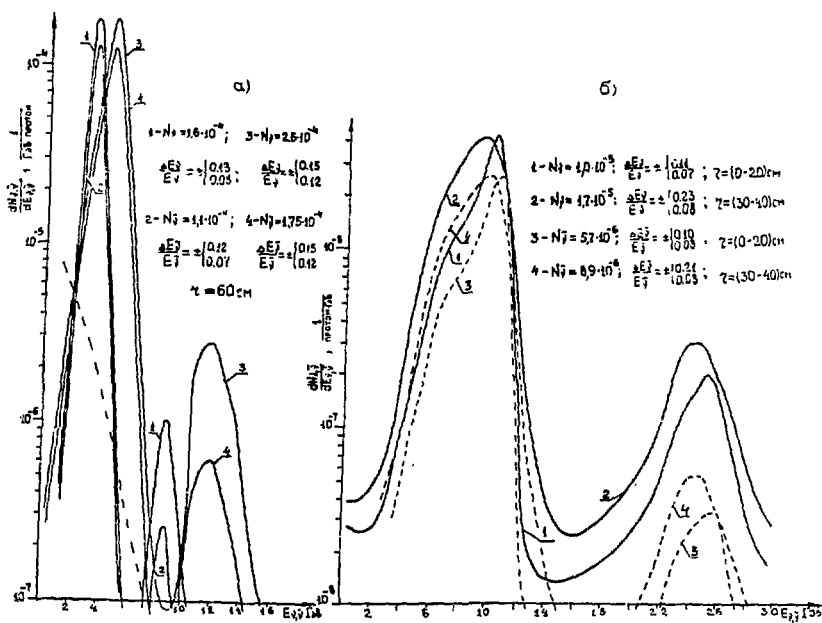


Рис. 2. Спектры нейтрино (антинейтрино) на детекторе. а) Кривые 1 (нейтрино) и 2 (антинейтрино) получены при значениях токов в объективах линз 200 кА и 75 кА соответственно; кривые 3 (нейтрино) и 4 (антинейтрино) - при токах 300 кА и 150 кА. Уровень фоновых нейтрино (антинейтрино) указан пунктирной кривой. б) Кривые 1 и 2 (нейтрино), 3 и 4 (антинейтрино) относятся к радиальным зонам детектора (0-20) см и (30-40) см соответственно и получены при значениях токов в объективах 500 кА и 300 кА.



## ЛИТИЕВЫЕ ЛИНЗЫ ДЛЯ ФОКУСИРОВКИ ВТОРИЧНЫХ ПУЧКОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Б. Ф. Баянов, Т. А. Всеволожская, Г. И. Сильвестров

Институт ядерной физики СО АН СССР

Одним из путей повышения эффективности использования пучков ускорителей высоких энергий является увеличение углов собирания вторичных частиц вплоть до среднеквадратичного угла выхода из мишени, который для частиц, рождающихся в адронных соударениях, описывается выражением  $\langle \theta^2 \rangle \cong \frac{2m m_{\pi} c^2}{p^2}$ , где  $m$  и  $p$  — масса и импульс частицы,  $m_{\pi}$  — масса  $\pi$ -мезона<sup>/1/</sup>, что, например, для антипротонов составляет  $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} \cong 0,5/p$  (ГэВ/с). При  $p \leq 1$  ГэВ/с, когда углы рождения составляют  $\geq 0,5$  рад, задача собирания вторичных частиц в угле  $\sim \sqrt{\langle \theta^2 \rangle}$  может быть решена только с помощью параболических линз<sup>/2/</sup>, обладающих высокой светосилой, однако с повышением энергии и уменьшением угла рождения применение их становится малоэффективным из-за наличия токовой перемычки конечного радиуса, вырезающей параксиальную часть пучка. В этой области энергий более перспективным является применение цилиндрических литиевых линз, в которых фокусировка осуществляется линейно растущим полем внутри проводника с однородной плотностью тока<sup>/3/</sup>.

Используя выражения для  $\langle \theta^2 \rangle$  и фокусного расстояния  $F \cong \frac{DC}{eI} \cdot \frac{1}{dn/dr}$  ( $l$  — длина линзы) можно получить требование на величину поля на поверхности линзы  $H_0$ , обеспечивающее собирание среднеквадратичного угла рождения, т.е.  $eH_0 l \cong \cong c \sqrt{2m m_{\pi}}$ . Запасшись величиной потерь за счет ядерного поглощения в веществе линзы 10% — 15%, получим длину линзы из лития  $l \sim 15$  см ( $l_{\text{дл.мол.}}^{Li} = 120$  см), так что, например, для эффективного собирания антипротонов поле на поверхности должно составлять  $\sim 100$  кЭ. Полученное условие на величину поля не зависит ни от импульса частиц, ни от фокусного расстояния, что позволяет при одном и том же поле и заданной эффективности собирания иметь линзы для частиц любых энергий с одинаковым фокусным расстоянием, которое при выбранных длине и поле оказывается равным  $F \sim 10+15$  см. С увеличением импульса частиц только уменьшается апертура линзы, величина полного тока и его длительность. Величина  $F$  определяет прирост эмittance пучка за счет многократного рассеяния в линзе и хроматической аберрации, причем независимость  $F$  от импульса означает постоянство относительной величины этого прироста. При выбранной длине линзы  $l = 15$  см угол многократного рассеяния в литии составляет  $\sqrt{\langle \theta_{\text{мол.}}^2 \rangle} \cong 5 \cdot 10^{-3}/p$  (ГэВ/с), что эквивалентно появлению в фокусе эффективного источника с размером  $\sqrt{\langle r^2 \rangle} \cong 0,05/p$  (ГэВ/с) см. В большинстве случаев это меньше размеров источника, определяемых первичным пучком и длиной мишени.

Применение цилиндрических линз для собирания частиц с импульсом несколько ГэВ в полном угле рождения требует создания линз с большими апертурами и осложнено необходимостью коммутации больших импульсных токов. Так, для собирания антипротонов с импульсом  $p = 2$  ГэВ/с в угле  $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = \pm 0,2$  рад линза длиной  $l = 15$  см с фокусным расстоянием  $F = 14$  см имеет апертуру  $2A = 5,6$  см и должна запитываться импульсом тока длительностью  $\tau \sim 8$  нс и амплитудой  $J = 1,2$  мА. В данном случае цилиндрическая форма линзы является невыгодной, поскольку значительная часть её рабочей области вблизи входа оказывается вне пучка. Если сделать линзу с переменным сечением, приблизив обра-

зупную её поверхности к огьбающей пучка, среднее значение плотности тока в линзе увеличивается, что уменьшает необходимую величину полного тока.

Если образующая поверхности линзы совпадает с огьбающей пучка, уравнение огьбающей  $\Gamma(z)$  имеет вид:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} - \frac{\varepsilon^2}{r^3} + \frac{\kappa r_0^2}{r} = 0. \quad (1)$$

Здесь  $\kappa = \frac{e G_0}{rc}$ , где  $G_0 = \left. \frac{\partial H}{\partial r} \right|_{z=0}$  - градиент поля на входе в линзу,  $r_0$  - входной радиус,  $\varepsilon$  - эмиттанс пучка. Если  $r_0 \gg \Delta r$  - размера пучка в фокусе, членом, содержащим  $\varepsilon$ , можно пренебречь, что позволяет проинтегрировать уравнение аналитически. В результате главное фокусное расстояние  $F$ , выходной радиус  $r_{\text{вых}}$  и длину линзы  $l$  в зависимости от  $z_0$  - расстояния от фокуса до входа в линзу, получим равными:

$$F = z_0 e^{\frac{1}{2\kappa z_0^2}}, \quad r_{\text{вых}} = r_0 e^{\frac{1}{2\kappa z_0^2}}, \quad l = \sqrt{\frac{\pi}{2\kappa}} \cdot \frac{r_{\text{вых}}}{r_0} \operatorname{erf} \left\{ \frac{1}{z_0 \sqrt{2\kappa}} \right\}. \quad (2)$$

Уравнение образующей поверхности линзы имеет вид:

$$z = z_0 + l - \sqrt{\frac{\pi}{2\kappa}} \cdot \frac{r_{\text{вых}}}{r_0} \operatorname{erf} \left\{ \sqrt{\ln \frac{r_{\text{вых}}}{r}} \right\}. \quad (3)$$

При точном рассмотрении распределение поля в такой линзе вследствие конусной геометрии не является строго линейным даже при постоянном токе. Однако возникающая нелинейность при углах расходимости  $\theta \leq 0,3$  не превышает нелинейности за счет конечной толщины скин-слоя  $\delta$  при  $\delta \sim r_0$ , причем имеет обратный знак. Выигрыш в токе по сравнению с цилиндрической линзой зависит от отношения  $r_{\text{вых}}/r_0$ , которое не может быть сделано существенно большим 2, с одной стороны, из-за перегрева входного сечения линзы при  $\delta/r_0 > 1$ , с другой - из-за нелинейности поля на выходе при  $\delta/r_{\text{вых}} < 0,5^{1/4}$ . Так, по сравнению с приведенной выше цилиндрической линзой для собирания антипротонов с  $p = 2$  ГэВ/с и  $\theta = \pm 0,2$  рад линза с оптимизированным согласно (3) профилем при той же длине ( $l = 15$  см) и фокусном расстоянии ( $F = 14$  см) при отношении  $r_{\text{вых}}/r_0 = 2$  должна запитываться током  $J = 0,765$  мА, т.е. выигрыш составляет  $J_4/J = 1,58$ . Максимальная апертура линзы уменьшается до  $2A = 5,34$  см, а из-за существенно меньшего среднего сечения длительность импульса может быть уменьшена почти в 3 раза.

Рассмотренные нами ранее<sup>/3,5/</sup> конструкции сильнополевых литиевых линз для фокусировки узких пучков оказались нерациональными при создании широкоапертурных линз с большими объемами лития, поэтому был разработан и испытан новый конструктивный вариант линзы, приведенный на рис. I. Два стальных стакана (1) с эффективной системой водяного охлаждения (3) при помощи двустороннего гидравлического мемба (2), в котором поддерживается давление 1000 атм, прижимаются к контактным поверхностям коаксиальных токоподводов (7) и одновременно уплотняются, образуя герметичный цилиндрический объем, заполняемый литием. В цилиндр вставлен тонкостенный двухслойный экран (4) из титана, имеющий цилиндрическую, конусную или любую заданную форму, наружная оболочка которого состоит из двух частей, переходящих посредине в диски, герметично зажатые через металлические уплотнения между торцами стаканов. Касающиеся друг друга поверхности оболочек и дисков путем оксидирования титана изолированы друг от друга и электрически соединены только в местах сварки на торцах. Часть лития, заключенная внутри экрана, составляет рабочий объем линзы, подвод тока

к которому осуществляется через периферийную часть лития, находящегося в контакте с внутренней поверхностью токоподводящих стаканов. Вход и выход пучка осуществляется через бериллиевые пробки 6 и 9.

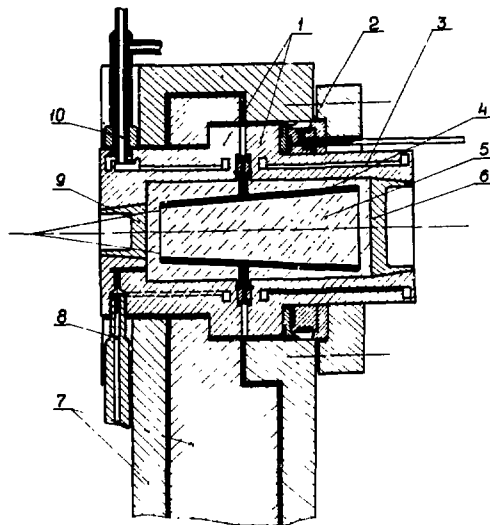


Рис. I. Поперечный разрез линзы с охионоккой:

1 - токоподводящие стаканы, 2 - гидравлический мешок, 3 - каналы водяного охлаждения, 4 - титановый корпус линзы, 5 - рабочий объем лития, 6, 9 - бериллиевые пробки, 7 - коаксиальные токоподводы, 8 - канал для ввода лития, 10 - вводы системы водяного охлаждения.

Главная особенность работы конструкции в напряженных тепловых режимах определяется большим объемным расширением лития при нагреве, способным привести к раскрытию стыков в местах уплотнений и контактов, так что применение гидравлических мешков, поддерживающих постоянное контактное усилие, является принципиальным. При изменении режима среднего нагрева линзы избыток лития от расширения выдавливается через канал (8) в специальный буферный объем. Для испытаний была изготовлена конусная линза длиной 15 см. с входным диаметром 2 см и выходным - 5 см, которая запитывалась униполярным синусоидальным импульсом тока длительностью  $\tau = 1,5$  мс, что на входном диаметре соответствовало  $\delta/r_0 = 0,8$  при температуре лития  $T = 20^\circ\text{C}$ . Ресурсные испытания производились при частоте следования импульсов  $f = 1$  Гц с последовательным подъемом амплитуды тока от  $I = 500$  кА на 100 кА через каждые 100 тысяч импульсов вплоть до амплитуды  $I = 900$  кА, соответствующей полю на входном диаметре  $H_0 = 180$  кЭ.

Проведенные испытания легли в основу разработки трех типов линз, предназначенных для разных условий фокусировки, но выполненных по одной конструктивной схеме.

I. Рассмотренная выше линза с оптимизированным профилем, описываемым уравнением (3), для собирания антипротонов с импульсом 2 ГэВ/с и линейным углом 0,2 рад в проекте накопителей антипротонов с электронным охлаждением /6/.

2. Линза для собирания антипротонов в пределах среднеквадратичного угла рождения  $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} \cong 0,06$  рад с импульсом  $p = 6,8$  ГэВ/с, соответствующим максимуму их выхода из мишени при энергии первичного пучка протонов  $\sim 100$  ГэВ. При таких углах входа апертура линзы невелика, поэтому она имеет цилиндрическую форму с диаметром 2 см и длиной 15 см. При токе 750 кА поле на поверхности  $H_0 = 150$  кЭ и фокусное расстояние линзы  $F = 12$  см. Эффективный размер пучка в фокусе за счет рассеяния составляет  $\sqrt{\langle \Delta r^2 \rangle} \cong 0,1$  мм.

3. Линзы для построения оптических структур из нескольких объективов для формирования пучков  $\Lambda$ - и  $K$ -мезонов - "родителей" нейтрино в широком энергетическом интервале в диапазоне энергий выше 100 ГэВ, где применение цилиндрических линз дает по сравнению с магнитными горнами и параболическими линзами заметный выигрыш в интегральном потоке нейтрино, уровне фона антинейтрино в пучках нейтрино и наоборот, и в возможности увеличения длительности выведенного протонного пучка до нескольких миллисекунд<sup>77/</sup>. Для применения в таких системах изготовлена цилиндрическая линза длиной  $l = 15$  см и диаметром 5 см с максимальным полем на поверхности  $H_0 = 60$  кЭ. Линза запитывается импульсом тока амплитудой  $J = 750$  кА и длительностью  $\tau = 6$  мс, обеспечивающим достаточную однородность плотности тока по сечению<sup>4/</sup>.

Все линзы размещаются в одинаковых коаксиальных ошинах, которые подключаются к стационарным токоподводам при помощи гидравлических контактов<sup>1,8/</sup>, позволяющих дистанционно отключать и эвакуировать их из активной зоны в случае неисправности.

#### Л и т е р а т у р а

1. Баянов Б.Ф., Будкер Г.И. и др. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1976, М. "Наука", 1977, т. II, с. 101.
2. Всеволожская Т.А., Сильвестров Г.И., ИТФ, 1973, 43, с. 61.
3. Баянов Б.Ф., Сильвестров Г.И., ИТФ, 1978, 49, с. 160.
4. Всеволожская Т.А., Леонова М.А., Сильвестров Г.И., ИТФ, 1975, 15, с. 2494.
5. Баянов Б.Ф., Будкер Г.И. и др. X Международная конференция по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Протвино, 1977. Серпухов, 1977, т. 2, с. 103.
6. Будкер Г.И., Всеволожская Т.А. и др. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1976, М. "Наука", 1977, т. II, с. 299.
7. Гаркуша В.И. и др. Препринт ИФВЭ ОП 78-7. Протвино, 1978.
8. Виллевальд Г.С., Карасик В.Н., Сильвестров Г.И., ПТЭ, 1978, 4, с. 128.

## ОПТИМИЗАЦИЯ ТРАКТОВ ПУЧКОВ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО.

Н.К.Абросимов, В.А.Волченков, Г.А. Рябов.

Ленинградский институт ядерной физики им.Б.П. Константинова АН СССР.

Для расчёта трактов вторичных частиц удобно использовать метод Монте-Карло. Применительно к задачам оптики пучков метод состоит в расчёте и наборе статистики большого числа траекторий частиц, проходящих через тракт. Начальные условия для траекторий выбираются случайным образом. По существу, расчёт по методу Монте-Карло является математическим моделированием процессов, происходящих в тракте, и позволяет рассчитать любые характеристики пучка, такие как абсолютная интенсивность, потери пучка на отдельных элементах, пространственное распределение импульсный спектр и состав. На основе указанного подхода в ЛИЯФ АН СССР создана универсальная программа "Мезон", предназначенная для расчёта первичных и вторичных  $\pi$  и  $\mu$  мезонных пучков [1,2].

Кроме задачи расчёта параметров пучка в заданной структуре тракта в оптике вторичных частиц возникает задача оптимизации. Эта задача применительно к оптике частиц означает подбор расположения и магнитных полей элементов тракта с целью оптимизации какого-либо параметра пучка, например интенсивности, импульсного разрешения и т.д. Задача оптимизации распадается на две части: а) расчёт интересующих параметров пучка, б) алгоритм поиска оптимума. Обе эти задачи эффективно решаются методом Монте-Карло. Используя алгоритм программы "Мезон", легко рассчитать любые параметры пучка и, следовательно, любую функцию этих параметров, так называемую функцию качества. Поиск оптимума также удобно производить методом Монте-Карло. Математическая формулировка задачи сводится к отысканию глобального максимума функции многих переменных. При использовании регулярных методов, таких как, например, метод градиентного спуска, при увеличении числа варьируемых параметров резко возрастает объём вычислений и увеличивается число локальных максимумов. В связи с этим для нахождения глобального максимума целесообразно использовать методы случайного поиска. В нашем случае был применён один из методов случайного поиска - метод статистического градиента [3.]

Алгоритм расчёта состоит в следующем. Выбирается последовательность случайных векторов

$$\vec{X}^k = (x_1^k, x_2^k, x_3^k, \dots, x_n^k), \quad k = 1, 2, \dots, n,$$

компоненты которых есть варьируемые параметры с нормальным законом распределения, с дисперсией  $\sigma_i^2$  и средним значением  $X_i$ . Для каждого набора случайно выбранных параметров, т.е. для каждого вектора  $\vec{X}^k$  вычисляется функция качества  $\Phi(\vec{X}^k)$ , находится максимальное значение  $\Phi^m = \max \Phi$  и вектор  $\vec{X}^m$ , при котором  $\Phi = \max \Phi$ . Далее вычисляется статистический вес каждой варьируемой переменной

$$q_i = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (\Delta \Phi^k \cdot \Delta x_i^k) / \sigma_i^2,$$

где

$$\Delta \Phi^k = \Phi^k - \Phi^0, \quad \Delta x_i^k = x_i^k - x_i^0.$$

Удобно использовать нормированные статистические веса

$$y_i = g_i / \sum_{i=1}^n g_i^2,$$

где  $n$  - число варьируемых переменных. На основании серии из пробных вычислений функции качества производится уточнение решения, полученного случайным образом:

$$X_i^r = X_i^m + \varepsilon \cdot y_i,$$

где  $\varepsilon$  - масштабный множитель, который задаётся заранее. Далее вычисляется функция  $\Phi^r = \Phi(\vec{X}^r)$  и сравнивается с  $\Phi^m$ . Если  $\Phi^m < \Phi^r$ , то делается ещё один шаг в направлении градиента, если же  $\Phi^m \geq \Phi^r$ , то  $\Phi^m$  и  $\vec{X}^m$  принимаются за исходные  $\Phi^0$  и  $\vec{X}^0$  и производится новый цикл вычислений. В процессе уточнения решения предусмотрено уменьшение области выбора случайных векторов  $b_i$  и шага  $\varepsilon$ . Процедура повторяется до тех пор, пока изменение  $\Phi$  или всех параметров  $X_i$  не будет меньше наперёд заданной величины.

Основными достоинствами данного метода являются следующие:

- 1) процедура Монте-Карло обеспечивает попадание в область глобального максимума, а уточнение решения градиентным методом ускоряет процесс сходимости;
- 2) уменьшается количество вычислений функции качества по сравнению с градиентными методами, что особенно важно при большом числе переменных;
- 3) легко включаются ограничения на зону поиска, что не всегда удаётся сделать при использовании регулярных методов поиска. Как показано в работе [3], при наличии ограничений на область изменения параметров в виде

$$y_j(\vec{X}) \geq 0, \quad j = 1 \dots m,$$

алгоритм поиска глобального максимума остаётся без изменений, а функция качества  $\Phi$  при нарушении условия связи принимается равной нулю.

На основе описанного алгоритма в ЛИЯФ АН СССР была создана универсальная программа "Оптимум", предназначенная для оптимизации трактов пучков первичных и вторичных частиц. Программа позволяет оптимизировать тракты пучков, состоящие из квадрульных линз, прямоугольных магнитов и свободных промежутков. В программе имеется два вида работы (см. рис. 1). Один из них связан с вычислением функции качества по алгоритму, аналогичному программе "Мезон". В этом режиме работы программа позволяет оптимизировать интенсивность пучка на заданный размер счётчика, среднеквадратичный размер пятна пучка, среднеквадратичную расходимость, плотность интенсивности, среднеквадратичный импульсный разброс и, наконец, любую функцию от интенсивности  $I$ , размеров  $\langle X \rangle$ ,  $\langle Z \rangle$ , импульсного разброса  $\langle \Delta p/p \rangle$  и расходимостей  $\langle X' \rangle$ ,  $\langle Z' \rangle$ . В этом случае на последнем, неоптимизируемом элементе тракта с помощью программы "Мезон" производится запись на магнитную ленту координат, скоростей, импульса и сорта частиц, и эти данные являются исходными для оптимизации. Частицы с начальными условиями, записанными на ленту, пропускаются через ту часть тракта, параметры которого варьируются.

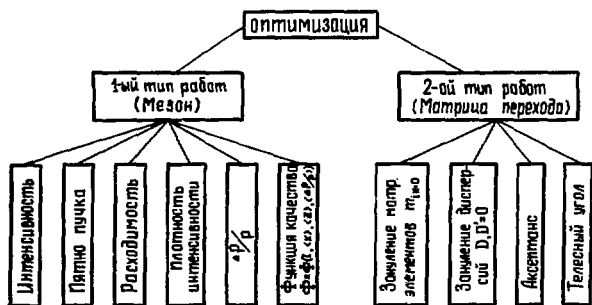
Второй вид работы с программой "Оптимум" не связан с использованием программы "Мезон" и записью на магнитную ленту. Этот режим связан с расчётом матричных элементов и позволяет производить загрузку матричных элементов по  $X$  и  $Z$  плоскостям, в том числе и дисперсий. На основе расчёта матричных элементов можно производить оптимизацию аксептанса канала и телесного угла. Отметим, что площадь многоугольника аксептанса рассчитывается также методом Монте-Карло. В качестве варьируемых параметров могут использоваться магнитные поля линз и магнитов тракта, а также длины свободных промежутков.

Программа "Оптимум" использовалась в ЛИЯФ АН СССР для выбора структуры и режима настройки  $\mu$ -канала и  $\pi$ -канала малой энергии. На рис.2 представлена в качестве примера схема  $\pi$ -канала малой энергии. При выбранной мишени  $\Phi_e$  длиной 5 см варьировались градиенты всех линз канала и длина первого свободного промежутка для получения максимальной интенсивности на счётчик размером  $10 \times 10 \text{ см}^2$ . Для оптимизации интенсивности после мишени была произведена запись на магнитную ленту координат, скоростей и импульсов 5000 частиц в диапазоне импульсов

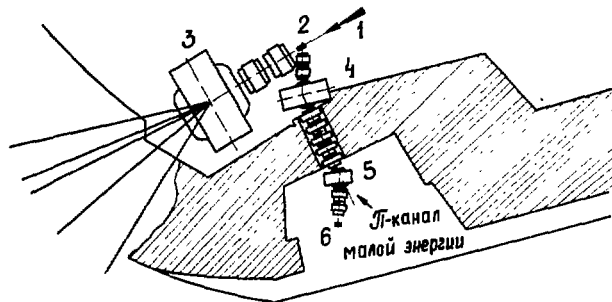
$P = 100 \pm 20 \text{ МэВ/с}$ . Оптимизация интенсивности канала с 10 варьируемыми параметрами занимает 2 часа счёта на машине БЭСМ-6. Режим канала, найденный по программе "Оптимум", может быть использован для детального расчёта параметров пучка  $\pi$ -канала по программе "Мезон".

### Л и т е р а т у р а.

1. Н.К.Абросимов, В.А.Волченков, Г.А.Рябов. ЭВМ-программа для расчёта пучков первичных и вторичных частиц методом Монте-Карло ("Мезон"). Препринт ЛИЯФ № 205 (1975).
2. Н.К.Абросимов, В.А.Волченков, Г.А.Рябов. Моделирование мезонных пучков методом Монте-Карло. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям, том I, "Наука", М., 1974, с. 258.
3. Д.М.Кузьменков, В.И. Чернецкий. В сб. Алгоритмы и программы случайного поиска, изд. Зинатне, Рига, стр.145, 1969.



Р и с.1. Блок-схема режимов работы программы "Оптимум".



Р и с. 2. Схема  $\pi$ -канала низких энергий синхротрона ЛИЯФ АН СССР. 1 - протонный пучок, 2 - мезообразующая мишень, 3 - магнит для разводки протонного пучка, 4, 5 - поворотные магниты  $\pi$ -канала, 6 - мишень экспериментальной установки.

РАЗДЕЛЕНИЕ ПО МАССАМ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ С ЭНЕРГИЕЙ  
 $\sim 10$  ТЭВ ЛАЗЕРНЫМИ ПОЛЯМИ

Г.А. Нагорский

Ереванский физический институт

В экспериментах по физике высоких энергий используются пучки частиц определенной массы. Короткое время жизни большинства известных частиц не позволяет увеличивать их энергию в машинах с малым темпом ускорения. Поэтому обычный способ получения пучков нестабильных частиц состоит в том, что первичный пучок ускорителя выводится на мишень, после чего вторичные частицы разделяются по массам с помощью сепараторов.

Если  $L$  — длина базы сепаратора, на которой моноимпульсные частицы расходятся из-за разницы скоростей на расстояние порядка длины волны ВЧ-поля  $\lambda$ , то в ультррелятивистском случае

$$L \approx \frac{\lambda \epsilon^2}{(m_2^2 - m_1^2) c^4}, \quad (1)$$

где  $m_2 > m_1$  — массы частиц,  $\epsilon$  — их энергия.

Потребовав, чтобы  $L$  не превосходило длины распада, получим ограничение на энергию сепарируемых частиц вида

$$\epsilon < \frac{c \tau_2}{\lambda} \left(1 - \frac{m_1^2}{m_2^2}\right) m_2 c^2, \quad (2)$$

где предполагается, что более тяжелая частица  $m_2$  обладает меньшим временем жизни  $\tau_2$ . При  $\lambda \sim 1$  см,  $\tau_2 \sim 10^{-8}$  с получим  $\epsilon/m_2 c^2 \leq 100$ . Для разделения частиц более высокой энергии требуется уменьшение длины волны  $\lambda$ , т.е. переход к использованию лазеров инфракрасного диапазона.

Метод лазерной сепарации частиц по массам [1] позволяет разделить пучки вторичных частиц с энергией  $\sim 1 + 10$  ТэВ без существенной потери интенсивности пучка. При этом, вообще говоря, не требуется первичной пространственной модуляции пучка частотой лазера.

Поле лазерного сепаратора состоит из линейно-поляризованной плоской волны и однородного внешнего магнитного поля, ориентированного в направлении магнитного вектора волны. Существуют области устойчивости, в которых суммарное магнитное поле близко к нулю. Частицы, которые по своим начальным условиям попадают в эти области, движутся практически прямолинейно, тогда как прочие частицы в среднем не чувствуют влияния волны и заворачиваются внешним магнитным полем.

Предполагается, что все частицы на входе сепаратора имеют одинаковый по величине и направлению импульс.

Если ширина спектра  $\Delta\omega$  реального лазерного пучка удовлетворяет условию

$$\Delta\omega < 4\pi\lambda L^{-1} \left(\frac{\partial n}{\partial \omega}\right)^{-1}, \quad (3)$$

где  $L$  — длина траектории частиц,  $\frac{\partial n}{\partial \omega}$  — мера дисперсии среды, то можно рассматривать задачу в системе покоя волны, движущейся относительно лабора-



торной системы со скоростью  $c/n$  вдоль направления распространения волны  $\vec{E}$ . В этой системе продольные скорости частиц малы и зависят от массы.

В течение первых  $N$  периодов фазовых колебаний оказывается справедливым квазипотенциальное приближение. Ограничение на число  $N$  имеет вид

$$1 \ll N \ll \frac{n}{2\pi} \left( \frac{\mathcal{H}_{y_0} \sin \alpha_s}{q \cos^2 \alpha_s} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где  $q = \frac{eE}{mc\omega}$  - параметр интенсивности волны,  $\alpha_s$  - равновесная фаза,  $\mathcal{H}_{y_0}$  - поперечная компонента импульса частицы в единицах  $mc$ . Отметим, что  $q/\mathcal{H}_{y_0}$  не зависит от массы частиц.

Траектории частиц в этом приближении представляются в следующей параметрической форме:

$$\tau - \tau_0 = (n^2 - 1)^{-1} [n(\tau' - \tau'_0) + \psi - \psi_0], \quad (5)$$

$$\frac{\omega}{c} (x - x_0) = (n^2 - 1)^{-1} [n(\psi - \psi_0) + \tau' - \tau'_0], \quad (6)$$

$$\frac{\omega}{c} (y - y_0) = (n^2 - 1)^{-1/2} n \frac{\xi' - \xi'_0}{q \cos \alpha_s} = \kappa \sqrt{\frac{\mathcal{H}_{y_0}}{2q(n^2 - 1)}}, \quad (7)$$

$$\kappa = \pm \int_{\psi_0}^{\psi} \left[ \frac{v(-2d_s)}{\eta} - v(\xi) + v(\psi_0) \right]^{-1/2} d\xi, \quad (8)$$

$$\mathcal{H}_x'^2 = 2q\mathcal{H}_{y_0} \left[ \frac{v(-2d_s)}{\eta} - v(\psi) + v(\psi_0) \right], \quad (9)$$

где  $\tau = \omega t$ , штрихом отмечены величины, отнесенные к системе покоя волны,  $\psi$  - инвариантная фаза частицы, индекс  $(0)$  фиксирует начальные условия, потенциал  $v(\psi)$  имеет вид

$$v(\psi) = \psi \cos \alpha_s + \sin \alpha_s - \sin(\psi + \alpha_s), \quad (10)$$

равновесная фаза  $\alpha_s$  связана с внешним магнитным полем  $\vec{b}$  соотношением

$$\vec{b} = -\vec{e}_z \frac{n^2 - 1}{n} E \cos \alpha_s, \quad (11)$$

величина  $\eta > 0$  учитывает зависимость траекторий от массы частиц и связана с начальным импульсом соотношением вида

$$\mathcal{H}_{x_0}'^2 = \frac{2}{\eta} q \mathcal{H}_{y_0} v(-2d_s), \quad (12)$$

где  $\eta > 1$  для частиц примеси и  $\eta < 1$  для устойчивых частиц. Если  $m_1$  - частицы находятся в равновесной фазе, то условие неустойчивости  $m_2$  - частиц имеет вид

$$q, v(-2d_s) = \eta n (\mu^2 - 1)^2 (2\gamma, \sqrt{n^2 - 1})^{-3}, \quad (13)$$

где  $\mu = m_2/m_1$ ,  $\gamma = \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}}$  - энергия частиц в единицах  $mc^2$ .

Через несколько периодов фазовых колебаний, соответствующих длине базы  $L$ , которая, согласно (7), (13), зависит от энергии в виде

$$L = \frac{\lambda}{\pi} \frac{\xi_1^2}{\mu^2 - 1} \xi^{-1/2} v^{1/2}(-2d_s) \kappa, \quad (14)$$

$m_1$  - частицы группируются в области максимумов потенциальной кривой (10), что позволяет последовательно увеличивать интенсивность лазерной волны вплоть до максимально возможных по условиям электрической прочности среды значений.

Угол сепарации  $X$  в сильном поле волны вычисляется по формуле

$$\tan X \approx 2\sqrt{\frac{m_1}{m_2}} \frac{eE\mathcal{D}}{\varepsilon} \sqrt{n^2 - 1} \cos \alpha, \quad (15)$$

где  $\mathcal{D}$  - ширина последнего лазерного пучка,  $E$  - его амплитуда,  $\alpha \neq \alpha_s$  - значение равновесной фазы.

Если измерять продольные размеры сепаратора в единицах распадной длины  $L_i = \xi_i c \tau_{m_i} \epsilon / m_i c^2$ , где  $i$  - номер соответствующего участка сепаратора, то (14) переписывается в виде

$$\chi = \xi \frac{c \tau_m}{\lambda} S, \quad (16)$$

где  $S = \mathcal{H}(\mu^2 - 1) \eta^{1/2} v^{-1/2} (-2d_s) K^{-1}$  - число, зависящее от выбора динамического режима.

Условие отсутствия столкновений с атомами среды параметризуется числом актов взаимодействия на длине  $L_i$  в виде

$$\epsilon_i N_i L_i = \xi_i \epsilon_i, \quad \sum_i \xi_i \epsilon_i < 1, \quad (17)$$

где  $\epsilon_i$  - сумма сечений всех процессов, нарушающих динамику движения частиц в сепараторе,  $N_i$  - плотность атомов, удовлетворяющая условию

$$N_i = \lambda^{-3} \xi_{NL}^{-1}, \quad \xi_{NL} \ll 1, \quad (18)$$

допустимости макроскопического описания среды.

Для оценки параметра  $\xi_N$  рассмотрим резонансную среду с комплексным показателем преломления  $n' = n + i\mathcal{E}$ , связанным с частотой резонанса  $\omega_f$  формулой Лорентц-Лорентца

$$\frac{n'^2 - 1}{n'^2 - 2} = \frac{\omega_p^2}{3} f (\omega_f^2 - \omega^2 - 2i\omega\Gamma)^{-1}, \quad (19)$$

где  $f$  - сила осциллятора,  $\Gamma$  - его ширина,  $\omega_p^2 = \frac{4\pi N e^2}{m e}$  - плазменная частота. Индекс  $l$  временно опускается. Затухание волны не должно приводить к существенному изменению поля на ширине  $\mathcal{D}_H$  магнитной дорожки сепаратора, т.е.

$$\frac{\omega}{c} \mathcal{E} n \sqrt{n^2 - 1} \mathcal{D}_H = \xi_H < 1. \quad (20)$$

При  $\mathcal{D}_H \gg \lambda$  параметр  $\xi_H$ , согласно (18)-(20), вычисляется в виде

$$\xi_H = \frac{\tau_e \omega_f f}{2\pi^2 c \Delta} (n^2 - 1)^{-1} \left(1 + \frac{n^2 + 2}{3} \Delta\right)^{-1/2}, \quad (21)$$

где  $\tau_e$  - классический радиус электрона,

$$\Delta = \mathcal{D}_H \Gamma c^{-1} \xi_H^{-1} (n^2 - 1)^{1/2} \quad (22)$$

и ширина  $\Gamma \sim \omega_f \sqrt{\frac{kT}{m_{\text{атом}} c^2}}$  из-за доплеровского уширения линии.

Формулы (13)-(22) при фиксированных по всей трассе сепаратора значениях  $n$  и  $\mathcal{D}_H$  позволяют сделать оценку основных параметров машины с учетом рассеяния и электрической прочности среды, которая вблизи резонанса ограничивает [2] максимальное поле  $E$  неравенством вида

$$E < \frac{n^2 + 2}{\epsilon} \Delta E_{\text{от}}, \quad (23)$$

где  $E_{\text{от}} \sim 5 \cdot 10^9$  В/см. Некоторые параметры влияют только на величину акселерации, который может быть представлен в виде

$$(m, c) \Delta \vec{p} \Delta \vec{x} \approx \frac{\mu^2}{2\eta} \frac{n^2}{n^2 - 1} \mathcal{D}_z^2 \mathcal{D}_H L_{\text{tot}}^{-1} \chi_1 t g \chi \int_{-2d_s}^{\psi_1} \left(1 - \frac{v(\psi)}{v(-2d_s)}\right)^{1/2} \frac{d\psi'}{2\mathcal{H}}, \quad (24)$$

где  $\mathcal{D}_z$  - вертикальный размер апертуры сепаратора,  $L$  - линейная характеристика трансформатора фазового объема, необходимого для согласования акселерации с эмитансом мишени,  $L_{\text{tot}} = \sum_i L_i$ ,  $\psi_1$  корень уравнения  $v(\psi_1) = v(-2d_s)$ .

Остальные параметры выражаются через три независимые величины:  $\epsilon = \delta/\delta_c$ , где

$$\delta_c = (c \tau_m)^{1/2} \epsilon^{-1/4} S^{3/4}, \quad (25)$$

$0 < \epsilon_\omega < 1$  и  $0 < \epsilon_N < 1$  в виде

$$\omega = \frac{2\pi \delta_c}{\epsilon m, S} (\epsilon + \epsilon_\omega \frac{1 - \epsilon^2}{\epsilon}); \quad \xi = (1 + \epsilon_\omega \frac{1 - \epsilon^2}{\epsilon^2})^{-1};$$

$$\xi_N^{1/2} = \epsilon^2 + (1 - \epsilon^2) [\epsilon_N (1 - \epsilon \omega) + \epsilon \omega]; \quad \xi_0^{1/2} = \epsilon^2 \xi^{-1} \xi_N^{-1/2}; \quad (26)$$

$$\xi_{0L} = \xi_0 \frac{\xi_L}{\xi} \frac{\xi_N}{\xi_{NL}} \frac{\epsilon_L}{\epsilon}; \quad \Delta_L = \frac{\xi}{\xi_L} \frac{\xi_{0L}}{\xi_0} \frac{\epsilon}{\epsilon_L} \frac{f_L}{f} \Delta.$$

Численные оценки показывают, что при  $\xi_N \sim 10^{-4}$  возможна сепарация мезонов,  $\pi, K^\pm$  - мезонов с энергией  $\sim (26; 3,9; 9,5) 2^{-1/2}$ . 10 ТэВ, если длина волны лазера попадает в диапазон  $\sim (0,1 + 10) (25,7; 2,77; 1,92) 2^{1/2} \mu\text{m}$  соответственно,  $Z$  - атомный номер среды.

#### Л и т е р а т у р а

1. Г.А.Нагорский и др. ЖТФ, 48, 129 (1978).
2. Резонансное взаимодействие света с веществом. Изд. "Наука", Москва, 1977.

СИСТЕМА ПОЛУЧЕНИЯ ПУЧКОВ ПОЗИТРОНОВ И КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ФОТОНОВ ОТ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ НА ЛЕТУ НА ЛУЭ ИЯИ АН СССР

Л.З.Джилаван

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Известны трудности, возникающие в исследовании фотоядерных реакций при использовании тормозного излучения. Эти трудности можно было бы исключить, работая с монохроматическими фотонами. Среди различных методов получения монохроматических или почти монохроматических фотонов <sup>1/</sup> следует выделить метод аннигиляции позитронов на лету, с помощью которого получены к настоящему времени наиболее обширные и надежные данные в фотоядерных исследованиях по сравнению со всеми другими методами.

Этот метод, предложенный К.Тзара <sup>2/</sup>, состоит в получении позитронов при бомбардировке электронами толстых конверторных мишеней из материала с высоким атомным номером (Z) и транспортировке их, с одновременным выделением узкого интервала по энергии, к достаточно удаленной (для достижения хорошего соотношения эффект/фон) тонкой аннигиляционной мишени из материала с низким Z, где небольшая часть позитронов аннигилирует на лету, испуская в направлении своего движения пучок квазимонохроматических фотонов. Непроаннигилировавшие позитроны отклоняются отклоняющим магнитом. В первых же попытках осуществления этого метода были реализованы сразу два его варианта: без ускорения получаемых в конверторной мишени позитронов <sup>3/</sup> и с ускорением их <sup>4/</sup>.

В лаборатории фотоядерных реакций ИЯИ АН СССР на базе линейного ускорителя электронов (ЛУЭ) создана система получения пучков "монохроматических" позитронов и фотонов от аннигиляции позитронов на лету, которая описывается в данной работе и изображена на рис.1.

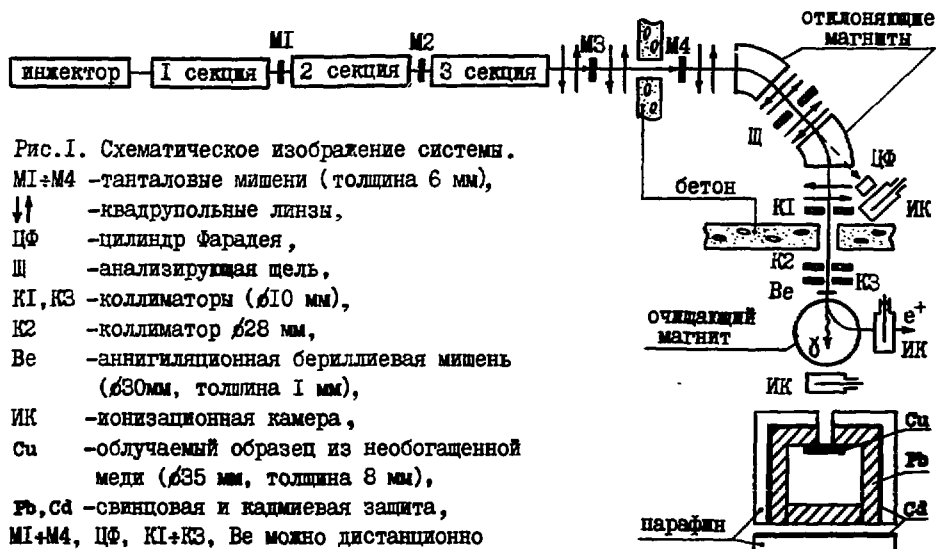


Рис.1. Схематическое изображение системы.

- M1+M4 -танталовые мишени (толщина 6 мм),
- ↓↑ -квадрупольные линзы,
- ЦФ -цилиндр Фарадея,
- Ш -анализирующая камера,
- K1, K3 -коллиматоры (∅10 мм),
- K2 -коллиматор ∅28 мм,
- Ве -аннигиляционная бериллиевая мишень (∅30мм, толщина 1 мм),
- ИК -ионизационная камера,
- Cu -облучаемый образец из необогащенной меди (∅35 мм, толщина 8 мм),
- Pb, Cd -свинцовая и кадмиевая защита,
- M1+M4, ЦФ, K1+K3, Ве можно дистанционно перемещать в пучкопроводе.

ЛУЭ имеет к настоящему времени следующие параметры:

максимальный достигнутый средний ток на выходе ЛУЭ	$I_{\text{макс}}$	$= 15 \text{ мкА}$ ;
энергия электронов при среднем токе на выходе ЛУЭ	$E_{\text{I}}$	$\approx 6 \text{ МэВ}$
после 1-й ускоряющей секции	$E_{\text{I}}$	$\approx 30 \text{ МэВ}$ ,
после 2-й ускоряющей секции	$E_{\text{2}}$	$\approx 60 \text{ МэВ}$ ,
после 3-й ускоряющей секции	$E_{\text{3}}$	$\approx 90 \text{ МэВ}$ ;
частота повторения импульсов ЛУЭ	$\nu$	$\approx 50 \text{ Гц}$ ;
длительность импульсов пучка	$\tau$	$\approx 1,4 \text{ мкс}$ .

Описываемая система содержит следующие основные части: узлы конверторных мишеней, систему транспортировки и анализа пучка позитронов (СТА), аннигиляционный узел, мониторы пучков позитронов и фотонов.

Из четырех установленных конверторных мишеней две (M1 и M2) размещены между секциями ЛУЭ, благодаря чему возможно ускорение позитронов, а две (M3 и M4) являются внешними мишенями ускорителя, так что различные энергии позитронов можно получать, только вырезая с помощью системы анализа соответствующий интервал энергий из сплошного спектра позитронов, генерируемых в мишени. Для проверки юстировки и фокусировки электронного пучка в конверторных узлах установлены специальные коллиматоры. На некоторых узлах установлены рассеивающие фольги для имитации позитронного пучка электронным, что позволяет легко проверять режимы элементов системы транспортировки.

Основной частью СТА является ахроматическая система анализа с полным углом поворота  $2 \times 45^\circ$ , описанная в работе /5/ (вариант 7). Для фокусировки электронов на конверторные мишени и для согласования эмиттанса позитронного пучка с аксептансом системы анализа перед ней расположены три дублета квадрупольных линз, режимы которых зависят от используемой конверторной мишени. После системы анализа расположен еще один дублет квадрупольных линз, позволяющий фокусировать позитронный пучок либо на аннигиляционную мишень, либо на выход участка "90°" СТА в зависимости от выбора режима работы либо с квази-монохроматическими фотонами, либо с позитронами соответственно.

Кроме собственно аннигиляционной мишени и очищающего магнита в аннигиляционный узел входят коллиматоры K1+K3, которые вместе с дополнительными корректорами пучка позволяют обеспечить эффективное разрешение проблемы добавочного фона из-за "лизания" позитронным пучком стенок пучкопровода на участке "90°". Кроме того, возможна экспериментальная проверка фокусировки на аннигиляционную мишень, чтобы убедиться, что весь позитронный пучок проходит через нее (это существенно для правильной оценки потока квазимонохроматических фотонов). Толщина аннигиляционной мишени, энергетический разброс позитронного пучка, выводимого на участок "90°", и угол коллимирования фотонов  $\theta_{1/2}$  зависят от энергетического разрешения, требуемого в конкретном эксперименте.

Для мониторинга пучков позитронов созданы и используются в настоящее время два типа приборов: цилиндры Фарадея (ЦФ) и тонкостенные воздушные ионизационные камеры (ИК). ЦФ используются как абсолютные мониторы тока. Самы ЦФ и вакуумные вводы для токосъема с них установлены на высокоомных керамических изоляторах, что обеспечивает возможность измерения слабых токов в режиме постоянного тока с помощью серийных электрометров обычного типа (У5-6) или с динамическим конденсатором (ВК2-16). Нижний предел измеряемых токов определяется характеристиками этих приборов (вплоть до  $10^{-14}$  А и ниже). ЦФ обладают сравнительно малой емкостью относительно земли, что существенно при съеме импульсного сигнала. Импульсный метод ценен как еще одна возможность проверки абсолютной калибровки. В дополнение к этим основным методам абсолютных измерений была проведена еще одна добавочная проверка абсолютных значений измеря-

емых токов, используя информацию, полученную при облучении "сэндвичей" из ядерных эмульсий и рентгеновских пленок <sup>/6/</sup>. Данные по всем трем методам находятся в хорошем согласии. ИК используются в качестве относительных мониторов, абсолютная калибровка которых проводится по ЦФ. ИК подсоединены к интеграторам типа описанных в работе <sup>/7/</sup>. С помощью ИК надежно измеряются токи пучков вплоть до  $10^{-15}$  А. ИК являются основными приборами при работе с пучками позитронов и квазимонохроматических фотонов. Это объясняется их высокой чувствительностью, надежностью, удобством в эксплуатации, отсутствием больших фонов, создаваемых в камере, высокой "прозрачностью" при работе с фотонами, а также при работе с позитронами, когда ИК расположена вплотную к облучаемым позитронами мишеням.

Поток фотонов обычно определяется по значениям токов позитронов, бомбардирующих аннигиляционную мишень. Однако возможно и прямое его измерение с помощью сцинтилляционного спектрометра на основе больших кристаллов NaI <sup>/8/</sup>. Измерения с NaI хорошо согласуются с данными расчета, основанного на значениях измеренных токов позитронов.

Для всех установленных в настоящее время конверторных мишеней и для разных условий (энергии  $E_+$ , тока  $I_-$  и поперечного размера электронного пучка, падающего на конверторную мишень, режима ускорения позитронов) неоднократно измерялись как спектры позитронов, так и токи "монохроматических" позитронов на выходе участка "90°". Аналогичная работа неоднократно проводилась и во всех предварительных вариантах системы по мере развития ЛУЭ и самой системы <sup>/9/</sup>. Результаты измерения токов позитронов на выходе участка "90°" приведены на рис.2. Анализ зависимостей, приведенных на рис.2, вместе с учетом фоновых условий и оперативности настройки системы для различных энергий позитронов указывает, что для большинства фотоядерных исследований наиболее предпочтительной является генерация позитронов с помощью мишени МЗ.

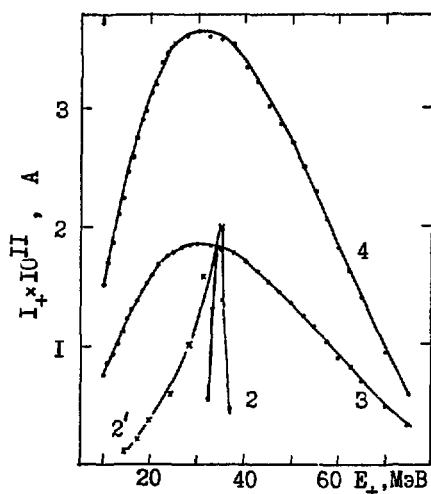


Рис.2. Зависимость токов позитронов на выходе участка "90°" системы транспортировки и анализа от энергии позитронов для различных конверторных мишеней при энергетическом разбросе позитронов  $\Delta E_+ = 2\%$  и токе электронов  $I_- = 6$  мкА. Номер на кривой соответствует номеру мишени; точки на кривой 2' соответствуют максимумам кривой 2, полученным для различных значений ускоряющего поля в третьей секции ЛУЭ.

Полученные пучки "монохроматических" позитронов можно использовать как для изучения различия сечений электропроцессов для электронов и позитронов, так и для других работ. В частности, непосредственное использование позитронов было осуществлено на данной системе для исследования кривой почернения рентгеновской эмульсии, применяемой в исследованиях космических лучей <sup>/6/</sup>.

Однако основным назначением созданной системы является получение квазимонохроматических фотонов для исследования фотоядерных реакций. Регистрация пи-

ка квазимонохроматических фотонов на описанной выше системе была проведена в работе /8/. Оценки потока фотонов, справедливые с точностью ~10%, дают поток  $10^4 \text{ с}^{-1}$  при энергии фотонов 20 МэВ для Ве-мишени толщиной 1 мм и для угла коллимации фотонов  $\theta_{1/2} = 10^{-2}$  рад при работе с мишенью МЗ и при  $I_- = 6 \text{ мкА}$ . Для того чтобы выяснить возможности установки, было решено провести ее экспериментальную проверку с помощью измерения хорошо известного сечения фотоядерной реакции. Для этого была выбрана реакция  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$ , сечение которой измерялось методом регистрации  $\beta^+$ -активности ядер  $^{62}\text{Cu}$  с помощью двухкристального спинтиляционного спектрометра полного поглощения. Условия образования квазимонохроматических фотонов в этом эксперименте соответствуют условиям образования потока фотонов, упомянутым выше. Сечение реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$  приведено на рис.3: сплошная кривая - данные работы /10/, пунктирная - данные работы /11/, точки - наши данные (ошибки статистические). Хорошее согласие результатов с данными других работ означает вполне удовлетворительный ответ на вопросы, которые были поставлены перед этой экспериментальной проверкой системы.

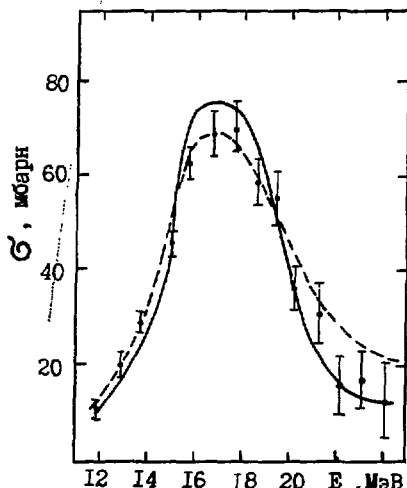


Рис.3. Сечение реакции  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$

Проверка выполнялась на пучке квазимонохроматических фотонов, отличном от максимально достижимого на описанной системе. Это означает наличие существенных резервов, которые весьма расширят возможности фотоядерных исследований на этом пучке.

Автор благодарен всему коллективу Лаборатории за поддержку и помощь при создании и наладке описанной системы и в проведении экспериментов на ней.

#### Литература

1. С. Schuhl. Proc. of the Intern. Conf. on Photonuclear reactions and Applications (Asilomar, 1973) (ed. by V.L. Bergman), vol. 2, p. 1949.
2. С. Tzara. Compt. Rend., 245, 56, 1957.
3. J. Miller, С. Schuhl, G. Tamas, С. Tzara. J. Phys. Radium, 21, 296, 1960.
4. С. R. Hatcher, R. L. Bramblett, N. E. Hansen, S. C. Fultz. Nucl. Instr. and Meth., 14, 337, 1961.
5. Л. З. Джилаван, В. А. Обозный. Труды ФИАН, том 69, с. 120, 1973.
6. Л. З. Джилаван, Е. А. Замчалова, А. В. Делеков, И. В. Ракобольская, Н. В. Сокольская. Вестник МГУ. Сер.: Физика, астрономия, том 19, №5, с. 13, 1978.
7. О. Б. Демьяновский, Е. М. Лейкин, К. Н. Яблонин. ПТЭ, №3, с. 82, 1963.
8. Г. Г. Векслер, С. С. Вербицкий, Л. З. Джилаван, В. А. Обозный. В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Линейные ускорители. Вып. 1(2), с. 66, Харьков, ФТИ АН УССР, 1976.
9. Л. З. Джилаван, В. А. Обозный. Тезисы докладов Всесоюзной конференции по разработке и практическому применению электронных ускорителей. Изд. Томского гос. ун-та, Томск, с. 181, 1972.
10. R. E. Sund, M. P. Baker, L. A. Kull, R. B. Walton. Phys. Rev., 176, 1366, 1968.
11. S. C. Fultz, R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, R. R. Harvey. Phys. Rev., 133, В 1149, 1964.

СИСТЕМА ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО РАССЕЯНИЮ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЯДРАХ

А.В.Батнин, Б.С.Долбилкин, Р.Л.Кондратьев, В.П.Лисин

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Для эффективного использования аппаратуры высокой разрешающей способности в экспериментах по рассеянию электронов на ядрах /1/ необходимо существенное изменение параметров пучка электронов, выходящих из линейного ускорителя (энергетический разброс около 1,5%). Система формирования пучка, предназначенная для этой цели, выполняет следующие функции:

- анализ пучка по импульсам и вырезание части электронов с энергетическим разбросом менее 0,1%,
- транспортировку к экспериментальной мишени около 100% пучка, прошедшего через импульсный коллиimator (анализирующую цель),
- формирование на мишени стабильного пучка с вертикальным размером 1 мм и горизонтальным размером несколько миллиметров.

Система предназначена для работы в диапазоне энергий электронов от 20 до 100 МэВ. Геометрия системы и её конструкция должны обеспечить низкий уровень фона в зоне расположения экспериментального оборудования. Существующее расположение залов и расстановка оборудования других экспериментов обусловили выбор довольно сложной схемы.

Система формирования (рис. 1) состоит из входного коллииматора  $K_0$ , двух секторных магнитов СП-63А (эффективный радиус  $R_{эфф} = 1,089$  м, угол поворота  $\alpha_{эфф} = 45^\circ$ ), одного прямоугольного магнита СП-63 ( $R_{эфф} = 0,544$  м,  $\alpha_{эфф} = 90^\circ$ ), восьми квадрупольных линз МЛ-26 (длина по железу 0,2 м, апертура 7 см, градиент до 200 Гс/см), импульсного коллииматора АЦ и системы мониторинга пучка.

Анализирующая часть системы, состоящая из секторного магнита М1 и дублета квадрупольных линз Л1 и Л2, создаёт в горизонтальной плоскости изображение входного коллииматора  $K_0$  на импульсном коллииматоре АЦ, осуществляя тип фокусировки "точка в точку".

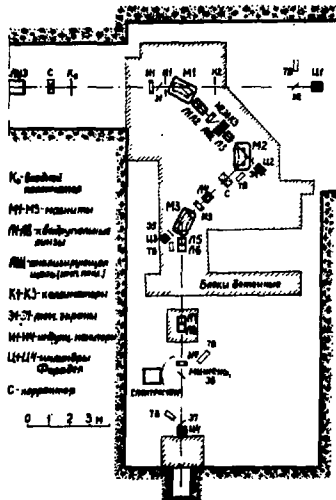


Рис. 1. Система формирования пучка.



При этом условии разрешающая способность системы  $W_1$  в первом порядке не зависит от угла входа в систему, который может изменяться при длительной работе ускорителя, и для данной системы равна:

$$W_1 = \frac{T_{II}}{T_{I6}} \cdot 2X_0 = \frac{2X_0}{R(1 + \sin \alpha \cdot L_0/R - \cos \alpha)},$$

где  $T_{II}$  и  $T_{I6}$  - увеличение и линейная дисперсия в месте изображения,  $2X_0$  - размер входного коллиматора  $K_0$ ,  $R$  и  $\alpha$  - эффективный радиус и угол поворота магнита  $M1$ ,  $L_0$  - расстояние между  $K_0$  и  $M1$ . При  $L_0 = 5$  м,  $2X_0 = 3$  мм разрешающая способность в первом порядке равна  $W_1 = 0,08\%$ .

Магниты  $M2$ ,  $M3$  и линзы  $L3$ ,  $L4$  транспортируют проанализированный пучок на ось спектрометра. После магнита  $M3$  система ахроматична. Два дублета линз  $L5$  -  $L8$  создадут на экспериментальной мишени изображение входного коллиматора  $K_0$  в двух плоскостях и обеспечивают требуемый размер пучка. Таким образом, на мишени положение пучка и его разброс по импульсам в первом порядке не зависят от поведения пучка на входе системы. Характеристические траектории системы и её расчетные данные приведены в работе<sup>/1/</sup>. Линейное увеличение на импульсном коллиматоре составляет  $T_{II} = -0,319$ , дисперсия  $T_{I6} = 11,9$  мм/%. При наличии очищающего коллиматора  $K3$  система может пропускать пучок с разбросом  $\Delta P/P = \pm 0,75\%$ .

Для всех магнитов и линз были измерены кривые намагничивания и распределение рассеянных полей. Эффективная граница поля на торцах магнита выступает за край железа для магнитов СП-63А на  $s = 37$  мм =  $0,74d$ , для магнита СП-63 - на  $s = 31$  мм =  $0,77d$ , где  $d$  - зазор между полюсами. Эффективные длины магнитов и каждой линзы закладывались в расчет в приближении резко оборванного поля. Эффекты, связанные с конечной протяженностью рассеянного поля магнитов, были учтены в расчетах<sup>/2/</sup> и при истировке.

Перед монтажом системы геодезическим методом была размечена геометрическая ось системы. Все элементы выставлялись оптическим методом с точностью  $\pm 0,1$  мм. Квадрупольные линзы истировались по эффекту Грова<sup>/3/</sup> с помощью магнитного коллоида, изготовленного в ИВЭ ОИЯИ<sup>/4/</sup>. Общая длина системы 20 м.

Камеры магнитов и элементы электропровода изготовлены из нержавеющей стали и собраны на индиевых уплотнениях. Входной и импульсный коллиматоры выполнены с водяным охлаждением и управляются дистанционно. Особое внимание было уделено конструкции импульсного коллиматора АЦ. Губки щели имеют ступенчатый профиль. Спереди пластин из нержавеющей стали толщиной вдоль пучка 80 мм прикреплены танталовые пластины толщиной 3 мм, которые смещены на 5 мм ближе к оси пучка. Это минимизирует число электронов, рассеивающихся на поверхности губок и ухудшающих энергетический разброс пучка. Ширина щели контролируется с точностью 0,25 мм. Непосредственно за анализирующей щелью стоит очищающий коллиматор из нержавеющей стали  $K3$  длиной 20 см с диаметром апертуры 21 мм. Для подавления фона блок АЦ окружен свинцом толщиной 20 см, а система в целом закрыта бетоном толщиной до 2 м.

Монтаж системы производился тремя этапами. Вначале была установлена анализирующая часть системы и проведена её предварительная настройка на пучке электронов. Настройка включала в себя определение правильности установки магнитных элементов по оптической оси системы и получение размеров пучка, близких к расчетным. Ось пучка на входе в магнит  $M1$  задавалась коллиматорами  $K1$  и  $K2$  диаметром 3 мм каждый. Расходимость пучка составляла  $\pm 0,1$  мрад. Положение и размеры пучка в интересующей точке определялись по люминисцентным

экранам и по стеклам, которые устанавливались по теодолиту. Токи пучка на прямом участке и после поворота на  $45^\circ$  контролировались цилиндрами Фарадея и магнитоиндукционными датчиками. Общая погрешность измерений составляет около 10%. В процессе настройки производились корректировочные расчеты. Указанная процедура повторялась при энергии электронов 30, 60 и 85 МэВ. Энергия вычислялась по напряжению на пучке блока питания магнита М1 после выполнения специальной процедуры размагничивания.

Дисперсия  $T_{16}$  на импульсном коллиматоре определялась посредством измерения ширины спектра импульсов электронов, выходящих из ускорителя, при изменении поля магнита М1. Измеренная ширина на полувысоте спектра  $\delta$  равна:

$$\delta^2 = \delta_1^2 + \delta_2^2,$$

где  $\delta_1$  – собственный разброс пучка по импульсам,  $\delta_2 = \frac{2X_A}{T_{16}}$  – вклад, зависящий от ширины импульсного коллиматора  $2X_A$  и дисперсии  $T_{16}$ . Измерения, проведенные с разными величинами  $2X_A$ , дают значение  $T_{16} = 11,3 \pm 0,4$  мм/%, что согласуется с расчетной величиной  $T_{16} = 11,9$  мм/%.

Предварительная настройка на пучке показала, что элементы системы отъюстированы удовлетворительно и токи линз Л1 и Л2 в пределах точности эксперимента соответствуют расчету.

Второй этап монтажа включал в себя установку и проверку на пучке магнита М2 и линз Л3 и Л4, третий – магнита М3 и линз Л5 – Л8. Система транспортирует 100% проанализированного пучка на экспериментальную мишень.

Окончательная настройка всей системы на пучке проводилась с помощью магнитного спектрометра [1] с целью достижения её наилучшей разрешающей способности. Измерялась зависимость ширины спектра упругого рассеяния на ядре  $^{12}\text{C}$  от токов линз Л1 и Л2. Ширина на полувысоте пика рассеянных электронов  $W$  может быть представлена в виде:

$$W^2 = W_1^2 + W_2^2,$$

где  $W_1$  – разрешающая способность системы формирования,  $W_2$  – вклад, обусловленный спектрометром, детектором, вертикальным размером пучка на мишени, потерями в мишени и прочими факторами, равный  $0,07 - 0,08\%$  /1/. На рис. 2 показан спектр электронов, упруго рассеянных на ядре  $^{12}\text{C}$  в полиэтиленовой мишени толщиной  $20 \text{ мг/см}^2$ , при величине  $2X_A = 0,7$  мм, полученный после настройки системы. Разрешающая способность системы формирования, вычисленная по измеренной ширине спектра  $W$ , составляет около  $0,08\%$  на 1 мм ширины Аш.

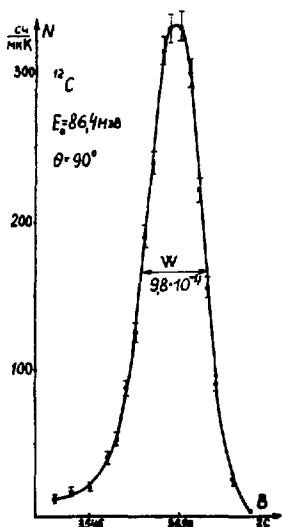


Рис. 2. Спектр электронов, упруго рассеянных на мишени  $\text{CH}_2$ .

В заключение настройки были измерены спектры упруго рассеянных электронов на ядре  $^{12}\text{C}$  при разных значениях ширины щели импульсного коллиматора АЩ. На рис. 3 представлена зависимость ширины на полувысоте  $W$  упругого пика от размера  $2X_A$  апертуры импульсного коллиматора.

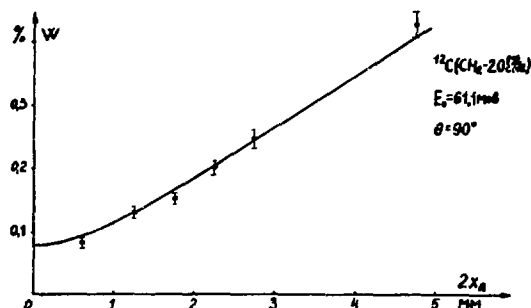


Рис. 3. Зависимость ширины спектра электронов, рассеянных на ядре мишени  $^{12}\text{C}$ , от величины щели импульсного коллиматора.

Сплошная кривая рассчитана со значениями  $W_2 = 0,077\%$  и  $T_{IG} = 11,9 \text{ мкВ}/\%$ , точки - данные эксперимента. Из рис.3 видно, что ширина пика упруго рассеянных электронов изменяется практически линейно при уменьшении апертуры АЩ до величины 1,5 мм, т.е.  $W$  определяется, в основном, системой формирования. При дальнейшем уменьшении  $2X_A$  становится заметным вклад, который вносят спектрометр и другие вышеперечисленные факторы.

Полученные результаты позволяют считать, что данная система формирования имеет параметры, близкие к расчетным, и **хорошую разрешающую способность**, а сформированный пучок, удовлетворяет требованиям эксперимента.

#### Литература

1. А.В.Ватюнин, В.С.Долбилкин, Р.Л.Кондратьев, В.П.Личин. Proc. of the Sendai Conference on Electro- and Photoexcitations, Tohoku University, Japan, 1977, p.313.
2. Н.Енге. Rev. Sci. Instr. 1964, 35, p. 278.
3. Н.Бореас, Л.Вачуис, Ж.Броер. Rev. Sci. Instr. 1970, 41, p. 466.
4. Е.Н.Матвеева, М.Г.Писарева. ПТЭ, 1975, 2, с. 42.

# **СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ**

**Председатель: С.П.Капица**

**Секретарь: Г.Д.Ширков**

## СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ – НАСТОЯЩЕЕ И БУДУЩЕЕ

С.П.Капица

Институт физических проблем АН СССР, Москва

Синхротронное излучение (СИ) возникает в мощных прикладных ускорителях заряженных частиц – электронных синхротронах и накопительных кольцах. Спектр СИ практически простирается от далекой инфракрасной области, через весь видимый диапазон, вакуумный ультрафиолет к жестким рентгеновским лучам. Иными словами, СИ непрерывно перекрывает более 12 октав спектра электромагнитных волн.

По своей средней спектральной интенсивности СИ обладает большей мощностью, чем какие-либо другие источники света, за исключением лазеров. Но, будучи некогерентным и обладая непрерывным спектром, СИ в высокой степени направленно, поляризовано и излучается в виде периодических всплесков, длительность которых порядка наносекунды. Эти исключительные свойства СИ привлекли в последнее время внимание экспериментаторов из самых различных областей науки, а затем техники и медицины, что привело к стремительному развитию исследований с СИ: в последние годы число работ по этой тематике ежегодно удваивается.

С одной стороны, это в значительной мере осложняет задачу систематического обзора этой проблематики. Однако с другой стороны, здесь мы имеем дело с новой и исключительно плодотворной областью применения ускорителей, направляем, чем особенно важно правильно повясть как тенденции развития, так и объем предстоящих исследований. Выбранные нами примеры использования СИ носят скорее иллюстративный характер и больше привлекаются для того, чтобы полнее показать именно широкий диапазон возможностей применения СИ. На этой основе можно определить требования к будущим специализированным машинам – источникам СИ и тенденции приборного оснащения этой области физического эксперимента. При этом широко будут использованы обзоры (1,2,3), составленные интердисциплинарными комплексными комиссиями по СИ, систематически изучившими этот круг вопросов в Советском Союзе, США и Западной Европе. Последняя сводка советских работ, главным образом ИЯФ СО АН, дана в обзоре (4). Систематическая библиография работ по СИ публикуется Дарсберйской лабораторией (5).

### Свойства магнетронного излучения

СИ возникает при движении быстрого электрона с энергией  $E = \gamma E_0$  в магнитном поле  $H$  при движении по круговой орбите, радиус которой равен

$$R_m = \frac{E \text{ ГэВ}}{0,3 H_T} = \frac{c}{\omega_0} \quad (1)$$

Для ультрарелятивистского электрона  $\gamma \gg 1$  и коротковолновое СИ излучается касательно к орбите с углом расхождности  $\theta \sim 1/\gamma \sim 1$  мрад, поскольку  $\gamma$  обычно больше 1000 ( $E > 500$  МэВ). Спектр СИ имеет  $\gamma^3$  гармоник частоты обращения  $\omega_0$ , по суместву, сплошной и описывается универсальной кривой. Число квантов на единицу интервала энергии медленно убывает от начала спектра как  $\omega^{1/3}$  до предельной частоты  $\omega_c \sim \omega_0 \gamma^3$ . Удобно ввести длину

волны максимума спектра мощности

$$\lambda_M = \frac{1,4 R}{\gamma^3}. \quad (2)$$

Часто используют  $\lambda_c = 2,42 \lambda_M$ , фигурирующую в теоретических расчетах. Полезное использование СИ возможно от  $0,1 \lambda_c$  или  $1/3 \lambda_M$  ввиду дальнейшего экспоненциально быстрого спадания интенсивности.

При одном обороте в магнитном поле полные потери энергии составляют

$$\delta E_{\kappa, \delta} = 80,5 \frac{E^4 \Gamma_{\text{эВ}}}{R_{\text{м}}}. \quad (3)$$

Таким образом, при токе пучка  $I$  А мощность СИ  $P$  равна

$$P = I \delta E. \quad (4)$$

По своему существу СИ или магнитно-тормозное излучение есть не что иное, как комптоновское рассеяние электронов на квантах (электро)магнитного поля, и выражение для мощности излучения одного электрона можно придать наглядный вид

$$P \sim \zeta_0^2 H^2 \gamma^2 c. \quad (5)$$

где  $\zeta_0 = \frac{e^2}{m c^2} = \frac{\Lambda}{137}$  есть классический радиус электрона. Грубо говоря, СИ можно представить как энергию, выталкиваемую с учетом релятивистского фактора  $\gamma$  поршнем размером  $\zeta_0$  из магнитного поля. Частотная, пространственная и поляризационная картина излучения определяется конкретной релятивистской кинематикой и структурой поля. Теория СИ с большой точностью описывается в рамках классической электродинамики и развита с высокой степенью полноты (6).

При движении в однородном поле за оборот излучается  $N$  квантов:

$$N = \frac{2\pi}{137} \gamma \sim 100. \quad (6)$$

В ускорителях квантовые эффекты практически не влияют на спектр СИ, но благодаря флуктуациям числа квантов  $\sqrt{N}/N \sim 0,1$  энергия пучка электронов имеет известную дисперсию. Это приводит к заметному размытию сечения пучка по радиусу орбиты:

$$\delta R \sim \gamma \sqrt{R \Lambda}, \quad (7)$$

где  $\Lambda = \frac{h}{m c}$  — комптоновская длина волны. Этот размер вместе с высотой пучка, который обычно на порядок меньше, определяет эффективную яркость источника СИ.

Интересно и другое явление квантовой природы — поляризация электрона ведущим магнитным полем. Оно обязано слабой зависимости вероятности испускания кванта СИ от спина. Однако при движении электронов в накопителях этот процесс поляризации занимает часы и практически никак не влияет на спектр СИ.

Наряду с движением в однородном поле по окружности представляет интерес магнитно-тормозное излучение в неоднородном — периодическом поле с пространственным периодом  $L$ . Следует иметь в виду два случая — сильного и слабого поля.

В случае сильного поля можно считать, что на каждом участке формируется свое, местное излучение типа СИ. Такая картина особенно ясна в случае кусочно-постоянного поля, где орбита электрона состоит из серии коротких круговых дуг. Интенсивность излучения определяется суммированием СИ с каждого из участков такого устройства, называемого змейкой (или вигглером!). Очевидно, что параметры спектра СИ в случае сильного поля зависят только от  $H$ , а не от периода  $L$ .

В случае слабого поля картина излучения иная. Для внешнего наблюдателя электрон, движущийся навстречу, представляется в виде излучающего диполя. Бла-

годаря релятивистскому эффекту Доплера длина волны равна

$$\lambda_0 = \frac{\lambda}{1 - \beta \cos \alpha} \approx \frac{\lambda}{2\gamma^2} \quad (8)$$

и определяется только пространственным периодом  $\lambda$ . Такое устройство принято называть ондулятором. Пока значение поля не велико,  $H$  не влияет на спектр излучения, который нарастает до предельной частоты  $4\pi c\gamma^2/\lambda$ , а затем обрывается. Критерий малости поля

$$H < \frac{2\pi mc^2}{e\lambda} \quad (9)$$

состоит в том, что магнитное поле должно отклонять электроны на угол, меньший  $\vartheta = 1/\gamma$  на элементе периодичности  $\lambda$ . В противном случае с одной стороны эффективная скорость движения излучающего диполя падает – скорость электрона по траектории змейки постоянна и определяется  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ , так что предельная частота уменьшается, а с другой стороны, начинают излучаться высшие гармоники (7).

Плоский ондулятор излучает линейно поляризованный свет. Спиральный ондулятор, в котором величина  $H$  постоянна, но вектор  $\vec{H}$  вращается по винтовой линии с периодом  $\lambda$ , реализуется двумя спиральными проводниками, несущими антипараллельные токи. Спиральный ондулятор генерирует СИ, поляризованное по кругу.

Рассматривая ондуляторы, напомним о возможности прямого взаимодействия электронов пучка с полем электромагнитной волны  $\lambda_c$ . В этом случае, благодаря участию как магнитной, так и электрической части поля, частота определяется формулой, прямо следующей из теории эффекта Комптона

$$\lambda_k \approx \frac{\lambda_c}{4\gamma^2} \quad (10)$$

и удобной для оценок в области  $\lambda_k < \lambda$ .

Мощность излучения во всех этих устройствах зависит от плотности энергии в волне и может быть оценена по формуле (5) с учетом детального распределения поля. Представляют интерес интерференционные эффекты в ондуляторах, обуславливающие интерференции излученных волн.

#### Когерентное синхротронное излучение

Как уже отмечалось, СИ некогерентно, т.е. является случайной суммой излучений от независимого рассеяния электронов на квантах поля. С другой стороны, представляет интерес получение вынужденного СИ, на что впервые, если не считать генераторов СВЧ типа гиротрона, было указано Мейди. Опыты, в которых было впервые продемонстрировано это явление, пока не привели к созданию эффективного когерентного источника СИ. Эта задача представляет несомненный интерес, однако обсуждение возможностей ее решения выходит за пределы этой статьи. Возможно, что решение этой проблемы будет найдено для области инфракрасных лучей или даже видимого света, где создание мощных и эффективных электронных источников представляет первостепенный интерес, несмотря на существование лазеров, см. обзор (12).

#### Области применения СИ

##### А. Метрология

Хорошо установленная природа СИ позволяет рассматривать пучок электронов, излучающих в магнитном поле, как эффективный стандарт светимости. Такой излучатель по своему спектру напоминает черное тело с  $T \sim 10^6 \div 10^7$  К – условия,

которые кратковременно реализуются, например, в лазерной искре. При прецизионном измерении параметров пучка (энергии и тока) и магнитного поля СИ может служить стандартом светимости для калибровки детекторов излучения в широком диапазоне длин волн и интенсивностей, в первую очередь для ВУФ и рентгена. Такой стандарт представляет значительный практический интерес для задач современной прикладной физики плазмы, аппаратуры внеатмосферной астрономии. Быть может, он позволит подойти на новом методическом уровне к созданию абсолютного стандарта светимости, входящего в систему основных эталонов метрологии. Наиболее серьезной работой в этом направлении стало переоборудование старого синхротрона на 170 МэВ Национального Бюро Стандартов в метрологический источник СИ SURF II.

#### Б. Упругое рассеяние

Рассмотрим применение СИ для создания изображений. В области ВУФ и мягкого рентгена, сильно поглощаемого в веществе, возникают эффективные возможности получения теневой контрастной микролитографии. Эта методика находит применение для изучения биологических препаратов, объектов коллоидной химии. Для длин волн 10–20 Å получено разрешение 50 Å при экспозиции  $\sim 1$  с. Изображение на фоторезисте обычно рассматривается в сканирующем электронном микроскопе после травления и напыления золота. Отметим применение в качестве фоторезистов халькогендинных стекол для получения фазовоконтрастных изображений. Важным практическим применением микролитографии становится создание элементов микроэлектроники. По своему значению это направление одно может оправдать создание специализированных источников СИ.

В области рентгена создание теневых изображений лежит в основе медицинской рентгенодиагностики. Здесь есть очень серьезная перспектива для СИ, когда путем модуляции участка спектра вблизи характерных линий поглощения тканей (K-края для Ca, Fe, I, Ba) существенно возрастает контрастность изображений, а благодаря применению счетчиков значительно уменьшается доза облучения человека. Обещающим является сочетание этих возможностей для техники объемного послойного рентгеноскопирования – томографии. Реализация этих методов связана с внедрением двумерных координатных счетчиков излучения и ЭВМ для обработки и представления изображения.

Проблема создания изображения с СИ стимулирует разработку элементов оптики, основанных на зеркалах скользящего падения и применении зонных пластинок. Не следует забывать о возможностях голографии: первоначальная идея Габора состояла в синтезе голограммы, полученной в области рентгена в оптическом диапазоне волн, при котором реализуется увеличение  $\lambda_{\text{лг}}/\lambda_{\text{р}}$  в соответствии с отношением длин волн.

Последним по счету, но не по важности, из методов, основанных на упругом рассеянии квантов, мы рассмотрим рентгеноструктурный анализ. В первую очередь благодаря спектральной интенсивности СИ, которая после необходимой монохроматизации даже на существующих машинах в 100–1000 раз превышает эффективную интенсивность самых мощных рентгеновских трубок, открываются новые возможности в областях, где методы исследования уже достигли высокого совершенства, в частности биополимеров. Так, благодаря СИ и применению позиционно чувствительных счетчиков удалось проследить структурные изменения в мышцах в цикле сокращения и в "дифракционном кино" А.А.Базиной были реализованы экспозиции порядка миллисекунд (13). Высокая пространственная коллимация СИ открывает интересные возможности для изучения длиннопериодных структур в биологических объектах и объектах материаловедения методом малоуглового рассеяния. Интенсивность СИ



обеспечивает возможность изучения радиактивных материалов, собственное излучение которых создает заметный фон.

Особо следует выделить использование СИ для рентгеновской топографии. Направленность и интенсивность белого спектра СИ открывает качественно новые возможности для этого простого и эффективного метода, основанного на получении изображения несовершенств кристалла в пятках лауэграммы. При этом возможно изучение не только таких тонких явлений, как домены в антиферромагнетиках, но и самой динамики нарушений решетки.

Возможность перестройки энергии рентгеновских лучей вблизи области аномального поглощения позволит внести в амплитуды рассеяния фазы и тем придать интерпретации сложных структур более однозначный характер. Отметим возможность использования СИ для рентгеноструктурных исследований при высоких давлениях методом рассеяния сплошного спектра на постоянный угол с последующим энергетическим анализом рассеянного излучения полупроводниковым детектором.

Потребности монохроматизации СИ привели в настоящее время к созданию нового поколения кристаллических монохроматоров. Так, достигнута степень монохроматизации  $\sim 10$  МэВ при  $10$  кэВ ( $10^{-6}$ ) за счет двойного рассеяния от совершенных кристаллов  $G_2$  или  $Si$ .

### В. Неупругое рассеяние

Следующее направление будет касаться спектроскопии – взаимодействия излучения с веществом, основанного на неупругих процессах – поглощении, рассеянии и фотозмиссии. Здесь имеется очень большое число различных направлений, где СИ открывает новые методические возможности в изучении традиционных вопросов атомной и молекулярной оптики, физики твердого тела.

Так, помимо детального изучения спектров поглощения и флуоресценции в чистых веществах или примесях в сложных системах, возникает обширная область изучения времен жизни возбужденных состояний, кинетики химии превращения возбужденных молекул. Химики также привлекает широкая область явлений, лежащих между фотохимией, рассматривающей одиночные акты взаимодействия излучения с атомом или молекулой, и радиационной химией, с множеством таких актов. Опыт также показывает плодотворность детального изучения фотозмиссии от атомов и молекул, где интерпретация результатов облегчается знанием энергии вылета электрона, а также изучением кратных процессов. В частности, так были открыты и изучены корреляции электронов в атоме. Это направление в сильной степени служит опытным основанием развития теории атомов и молекул – основной проблематики современной теоретической химии.

В физике твердого тела, наряду с традиционными оптическими измерениями, ведущими к детальному познанию зонной структуры, изучению экситонов, большое значение приобретает исследование поверхности. Измерения фотозмиссии при различных энергиях, направлениях и поляризациях падающего кванта позволяют детально изучать поверхность тела на различную глубину. Заметим, что изучение явлений на поверхностях есть ключ к пониманию катализа, имеющего исключительное теоретическое и практическое значение для химии и химической промышленности.

Неупругое рассеяние рентгеновских лучей и изучение тонкой структуры краев поглощения (эффект Кронига) привел к быстрому развитию метода XKAFS. Этим методом получают сведения о ближайшем окружении какого-либо атома в химическом соединении, решетке, аморфном теле или растворе. Таким образом сейчас изучаются тонкие изменения структуры окрестности тяжелых атомов, ответственных за биологическую активность сложных соединений, например витаминов, ферментов. Так было изучено изменение окружения иона железа при окислении гемоглобина.

Эти исследования требуют совершенных монохроматоров и высокой стабильности источника СИ. В сильно разбавленных системах, например поглощениях на поверхности атомов, оказывается эффективным изучение рассеянных квантов, а не поглощенных.

Несомненно, могучим средством элементного анализа станет рентгеноспектральный метод. Интенсивный сплошной спектр СИ, выраженная поляризация открывают прямую возможность измерения весьма малых концентраций ( $10^{-10}$ ) или же точного измерения значительных содержаний элементов практически во всей периодической системе с монотонно изменяющейся чувствительностью. Так, на SPEAR этот метод был применен для поисков сверхтяжелых элементов с чувствительностью  $10^{-12}$  г. Рентгеноспектральный анализ выгодно отличается от активационного тем, что эффективность не зависит от свойств конкретного изотопа. Интенсивность СИ дала возможность создать сканирующий рентгенофлуоресцентный микроскоп с разрешением 1 мкм для изучения распределения первой трети элементов в биологических препаратах.

Отметим, что пока в планах развития применения СИ, по-видимому, недостаточное внимание уделяется использованию инфракрасного диапазона СИ. Интенсивность и поляризация СИ в этой области спектра в сочетании с методами Фурье - спектроскопии открывают возможности, заслуживающие большего внимания. В оптическом диапазоне, этом безраздельном царстве лазеров, СИ естественно труднее найти себе место. Заметим, что интенсивность СИ недостаточна для наблюдений многоквантовых актов поглощения, если только речь не идет о длительно живущих состояниях. При больших энергиях СИ интересны измерения эффекта Комптона для изучения спектров электронов.

Свойства СИ открывают возможность наблюдения неупругого рассеяния для изучения спектра элементарных возбуждений в твердом теле - фононов и магнонов, изучаемых до сих пор главным образом нейтронографически.

В отличие от атомной физики или физики твердого тела пока мало предложений об использовании СИ в ядерной физике. По-видимому, наибольший интерес представляют опыты прямого возбуждения ядер на долгоживущие мессбауэровские уровни (8) и исследование процессов распада этих состояний - ядерных аксионных состояний в совершенном кристалле (9). Укажем также и на предложение о создании мощного источника нейтронов - "нейтронного фокуса" с помощью СИ (10). В пучке СИ с энергией 2-3 МэВ, которую можно ожидать от строящегося поколения установок на встречных пучках, используя особенности кинематики ( $\gamma, n$ )-реакции на бериллии, можно создать уникальный по своим временным параметрам источник нейтронов.

#### Какие нужны источники СИ?

Несомненно, что ряд лет еще будут использоваться существующие синхротроны и накопители электронов, построенные для физики высоких энергий. Некоторые из этих машин уже находят частичное, а со временем найдут полное, применение как источники СИ (Танталус I, ACO, DCI, ADONE, DORIS, ВЭПП-3, ВЭПП-2, SPEAR). Однако наибольший интерес представляют накопительные кольца нового поколения, которые уже строятся или проектируются исключительно как источники СИ.

Анализ научной тематики и оценка перспектив развития показывает, что в настоящее время предвидится создание по крайней мере двух типов накопителей электронов. Первый тип на длины волн до 5 Å, охватывающий ВУФ и мягкий рентген, можно назвать спектроскопическим. Второй тип на длины волн короче 5 Å - рентгеновским.

Малая машина на энергию 600-1000 МэВ при диаметре 5-6 м и  $\lambda_m \sim 40$  Å обладает небольшой мощностью СИ - до 0,5 кВт при токе пучка до 0,5-1 А. Такой накопитель,

инжектором в который может служить микротрон, открывает широкие возможности в первую очередь для спектроскопических исследований, очерченные выше. Напомним о технологических возможностях применения в области микролитографии. Из-за отсутствия "окон" в этой области спектра такая машина должна иметь общую с изучаемыми объектами систему сверхвысокого вакуума  $\sim 10^{-9}$  Тор либо систему с эффективной дифференциальной откачкой. Подчеркнем, что для изучения твердого тела, в первую очередь поверхности, условия сверхвысокого вакуума также обязательны.

По своим масштабам, параметрам и конструктивным решениям прототипом такой машины может служить ВЭШ-2. Установленная мощность комплекса будет меньше 1 МВт. Использование 1-2 прямолинейных промежутков возможно для сверхпроводящих вставок или ондуляторов, однако основным источником СИ будут магниты ведущего магнитного поля, которому следует придать возможно большее значение  $H$  ( $H \approx 1,8$  Т). Из-за эффекта Тушека трудно рассчитывать на очень малые значения сечения пучка ( $< 0,1$  мм<sup>2</sup>) и величину тока, большую чем 1А, при удовлетворительном времени жизни пучка. В такой машине возможна работа на 8-12 пучках одновременно.

Вторым типом машин может быть крупный накопитель для работы в рентгеновской области спектра на энергию 2-2,5 ГэВ и ток до 1А диаметром  $\sim 50$  м. Мощность СИ будет измеряться сотнями кВт, а установленная мощность комплекса - 4-5 МВт. Иными словами, этот объект на порядок крупнее меньшей машины с 20-30 пучками СИ. Система инжекции в накопитель на энергии большие 1-1,5 ГэВ обычно предполагает промежуточный синхротрон-бустер на 500-700 МэВ при первоначальной инжекции от линейного ускорителя или микротрона.

В основе концепции мощного источника СИ лежит принцип разделения функций его магнитной системы, в которой предусмотрены следующие элементы: 1) отклоняющие магниты, 2) фокусирующие квадруполь, 3) секступольные магниты, компенсирующие кубические нелинейности, и 4) магнитные системы для генерации СИ, устанавливаемые в прямолинейных промежутках орбиты, где фокусирующие элементы создают минимальное сечение пучка для обеспечения максимальной яркости источника СИ.

Направляющее магнитное поле имеет смысл делать небольшим ( $\sim 1,2$  Т) для того, чтобы уменьшить погонную нагрузку от СИ, с тем чтобы значительная доля мощности выделялась в специальных магнитах для генерации СИ (до 30% в проекте ВМЛ). Это могут быть трехэлементные сверхпроводящие магниты с полем до 5-7 Т, создающие как бы точечный яркий и наиболее коротковолновый источник СИ при данной энергии пучка. Многоэлементные системы - змейки с большим числом элементов (7-11), но меньшим полем будут создавать значительный поток СИ. Так, например, в змейке, построенной для ВЭШ-3 с 10 элементами периодичности на поле 3,5 Т и длиной 1 м, мощность СИ составит 3 кВт в одном канале (при токе 100 мА) (11). Наконец, возможно использование многопериодных змеек, работающих в режиме слабого поля - ондуляторов для генерации излучения квазимонохроматического характера или излучения от спирального ондулятора, поляризованного по кругу.

Приведенные представления лежат в основе двух крупных проектов - национальных по своему масштабу источников СИ, строящихся в Дарсбери, Англия (SRS) и Брукхейвенской лаборатории США (BNL), а также источников, проектируемых в Японии (PF).

Установками следующего поколения, большими по своему масштабу, являются источники СИ с энергией 3-4 ГэВ и током  $\sim 0,1$  А, которые могут быть реализованы в Европе или США после 1985 года. Однако научное обоснование такой установки пока недостаточно четко обрисовано, а с другой стороны, строящиеся наиболее мощные установки на встречных пучках (ВЭШ-4, Cornell, PETRA и PEP) могут обеспечить потребности в области СИ на высокие энергии, которые пока предвидятся.

### Элементы использования СИ

Хотя проблема использования напрямую касается самих экспериментаторов-пользователей СИ, есть ряд обстоятельств, которые должны быть учтены в проектах машин.

Выбор рабочей частоты в накопителях в известной мере произволен и в случае источника СИ его можно подчинить требованиям опыта по измерению времени жизни  $10^{-9}$ - $10^{-10}$  с для возбужденных состояний. Для этого следует иметь в виду возможности работы в режиме одного сгустка, но при меньшем среднем токе.

В непосредственной близости от пучка будут находиться зеркала и щели, формирующие пучок СИ. Введением эллипсоидальных зеркал скользящего падения можно существенно поднять освещенность на объекте. Интересно отметить, что геометрически принципиально возможно таутохронно (одновременно) собрать все синхротронное излучение с окружности в одну точку с помощью особого спирального зеркала. Однако, какая бы система зеркал ни применялась, определяющей является яркость источника СИ, зависящая в первую очередь от сечения электронного пучка в точке генерации СИ, а затем от его расходимости, определяемой элементами фокусировки орбиты. Представляется эффективной система, где сечение пучка является как бы входной щелью монохроматора. Для некоторых применений, особенно прикладных, важен общий поток СИ через поверхность. Подчеркнем, что генерация СИ есть весьма эффективный способ получения света и кванты, полученные таким путем, наиболее дешевы.

Вопрос о защите источников СИ разработан слабо, главным образом из-за недостаточной практики в этом деле. Малые источники СИ должны иметь мощную защиту только на период инъекции. В больших установках необходимо предусматривать защиту по всему периметру машины не только в период инъекции, но и для безопасности персонала при проведении опытов. Должна быть предусмотрена аварийная система сброса пучка. Наконец, само СИ также представляет известную прямую опасность для человека, однако легко поглощается тонким экраном из свинца или другого вещества, пока его энергия не превышает многих десятков кэВ.

Источник СИ, являясь центральным объектом для большого числа одновременно работающих экспериментаторов, должен быть надежен в эксплуатации и стабилен в работе. В управлении ускорительным комплексом, обширной вакуумной системой и техникой монохроматизации, а также в самих опытах с СИ найдут свое применение ЭВМ и все современные достижения в области средств автоматизации.

### Перспективы

Главные преимущества СИ от накопителя электронов заключены в высокой временной и пространственной стабильности этого источника света при исключительной для большинства применений интенсивности. Как только будут практически осознаны технологические возможности СИ, можно будет предвидеть появление специализированных источников СИ для аналитических целей, микролитографии, медицины. Пока же любой источник будет многоцелевым, обслуживающим различные области науки и практики и служащим больше орудием познания, чем производства.

Можно предвидеть сильное развитие и новые требования к оптическому и рентгеновскому приборостроению, которые будут связаны с развитием техники СИ, в первую очередь в совершенствовании монохроматоров, дифрактометров, электронных спектрометров. Большое значение приобретает разработка счетчиков квантов и методов регистрации изображений, допускающих прямое соединение с ЭВМ при широкой автоматизации работ с СИ. Более того, можно думать, что затраты на совре-

менное экспериментальное оснащение опытов с СИ будут в итоге больше, чем стоимость сооружения самих источников СИ.

Организация работ с СИ потребует новых форм междисциплинарного сотрудничества специалистов различных направлений. Так, мы уже являемся свидетелями плодотворного сотрудничества ускорительщиков, специалистов по ЭВМ и счетчикам фотонов, совместно решающих проблемы современной молекулярной биологии на мощном накопителе электронов (I3).

В настоящее время нельзя указать на такое открытие в области науки, которое, будучи исключительным, было бы обязано своим рождением СИ. Однако сейчас, быть может, преждевременно предъявлять такой счет областям, где мы возвращаемся к уже пройденным этапам на новом уровне техники опыта.

Мощные источники СИ - накопители электронов открывают качественно новые возможности исследований как в области фундаментальных наук, так и прикладных, имеющие уже сейчас прямые выходы в практику. В создании ускорителей мы видим прямой результат того щедрого подхода к развитию фундаментальной физики, которая привела к появлению новой отрасли техники, оказывающей теперь такое влияние на другие области науки. Мы можем заключить, что СИ дает нам новый свет, озаряющий самые сложные и, быть может, нужные нам объекты нашего ближайшего окружения.

#### Т а б л и ц а

##### Накопительные кольца как источники синхротронного излучения

Название	Место- расположение	Год запуска	$E_{ГэВ}$	$R_M$	$I_{МА}$	$\xi_e$ эВ
H-100	Харьков		0.10	0.5	1300	10
Танталус I	Висконсин, США		0.24	0.64	100	48
SURF II	Вашингтон, США		0.24	0.83	30	37
INS-SOR II	Токио, Япония		0.30	1.1	200	54
АСО	Орсэ, Франция		0.54	1.11	150	333
ВЭПП-2М	Новосибирск		0.67	2	100	350
BNL Брукхейвен I	Аптон, США	1981	0.70	1.90	1000	400
Алладин	Висконсин, США	1981				
Бесси	Зап. Берлин	1981	0.8	1.78	1000	500
ADONE -PULS	Фраскати, Италия	1978	1.5	5.0	60	1500
ПАМПУС	Амстердам, Голландия (проект)		1.5	4.17	500	1800 (7500)
SRS	Дарсбери, Англия	1981	2	5.55	1000	3200
BNL Брукхейвен II	Аптон, США	1981	2.5	8.17	1000	2200
ВЭПП-3	Новосибирск		2.2	6.15	100	3800
PF Фотонная фабрика Цукуба, Япония			2.5	8.0	500	4300
Ерсинэ	Бреван (проект)		2.5	6.4	750	5000
ДОРИС	Гамбург, ФРГ		3.5	12.12	100	7850
ДСИ	Орсэ, Франция		1.8	3.82	400	3390
ВЭПП-4	Новосибирск		6	33	100	14200
SPEAR	Стенфорд, США		4	12.7	60	11200
Cornell	Итака, США		8	32	100	35000
PETRA	Гамбург, ФРГ	1978	19	170	90	75000
PEP	Стенфорд, США	1979	15	200	100	44000

## Л и т е р а т у р а

1. Капица С.П. Источники СИ в настоящем и будущем. Вестник АН, №8, 28, 1975.
2. An assessment of the national need for facilities dedicated to the production of synchrotron radiation, NSF, Washington 1976.
3. Synchrotron radiation: a perspective view for Europe; ESF, Strassbourg, 1978.
4. Кулипанов Г.Н., Скринский А.Н. Использование СИ в настоящем и будущем. УФН, 122, 369, 1977.
5. G.V.Marr et al. Synchrotron radiation bibliography DNPL Rep. R 24 1972, Supplement DL/TM/1974; Verzeichnis der Veröffentlichungen der Synchrotron strahlungsgruppe am DESY, 1978.
6. Соколов А.А. и Тернов И.М. Релятивистский электрон. М "Наука", 1974.
7. Алферов Д.Ф., Башмаков Ю.А., Бессонов Е.Г. ЖТФ 43, 2126, 1973; ЖТФ 46, 2392, 1976; Труды ФИАН 80, 100, 1975.
8. R.L.Cohen, G.L.Miller, K.W.West, Phys.Rev.Lett. 41, 38, 1978.
9. Yu.Kagan et al. On excitation of isomeric nuclear status in a crystal by SR; Kurchatov IAE, IAE 2991, 1978.
10. Еремеев И.П. Письма в ЖЭТФ, 27, 13, 1978.
11. Барков Л.М. и др. Проект использования змейки из сверхпроводящих магнитов для генерирования СИ на накопителе ВЭП-3. Препринт ИФ 78-13, 1978.
12. C.Pellegrini. Free electron laser -theory, experimental situation and perspectives; inv. paper at 4th General conference EPS, York, 1978.
13. Применение синхротронного излучения для структурных исследований. Вестник АН, №8, 8, 1978.

ВОПРОСЫ ТЕОРИИ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ОНДУЛЯТОРНОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ

Е.Г.Бессонов

Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва.

В настоящем обзоре излагаются основные положения и следствия теории источников ондуляторного излучения (ОИ) и далее с единых позиций освещены работы по этим источникам, представленные на настоящей конференции.

I. Введение.

Источники ондуляторного излучения в недалеком будущем получат широкое распространение в различных областях естественных наук и техники. Их перспективность определяется рядом присущих им уникальных особенностей: высокая интенсивность, широкий диапазон излучаемых длин волн, плавная и глубокая перестройка по частоте, высокая степень направленности, монохроматичности, поляризации и т.д. Указанные особенности вытекают из существующей, достаточно надежной теории источников ОИ, в значительной степени подтвержденной к настоящему времени экспериментально.

По виду испускаемого электромагнитного излучения источники ОИ делятся на три класса, а именно, источники: 1) спонтанного некогерентного, 2) спонтанного когерентного, 3) индуцированного ОИ. Обязательными элементами таких источников (рис. 1) являются: ускоритель  $U$  (накопитель) электронов, ондулятор  $O$  и, в случае источника индуцированного ОИ, еще и резонатор, представленный зеркалами  $Z_1, Z_2$  ( $Z_2$  - полупрозрачно). Во всех источниках ОИ можно использовать схему рекуперации энергии (пунктир).

Ондулятором, в общем случае, мы назовем устройство, которое действует на пролетающую через него частицу с периодической силой, имеющей нулевое, усредненное по периоду значение. Простейшим примером может служить магнитный ондулятор, состоящий из системы магнитов, расположенных вдоль оси прибора таким образом, что при переходе к соседнему магниту направление магнитного поля изменяется на противоположное (рис. 2). Скорость частицы в ондуляторе можно представить в виде суммы из постоянной и периодической переменной составляющих

$$\vec{v} = \bar{v} + \Delta \vec{v}, \quad (1)$$
где  $\bar{v} = \int_0^T \vec{v} dt$  - средняя скорость частицы,  $\Delta \vec{v} / (t+T) = \Delta \vec{v} / t$ ,  $T$  - период колебаний частицы, с которым связана длина периода траектории частицы в ондуляторе, являющейся движущимся осциллятором, т.к. в системе координат, движущейся с  $\bar{v}$ , она совершает периодические колебания по замкнутой траектории относительно некоторого центра колебаний и, следовательно, испускает электромагнитные волны на частотах, равных и кратных частоте колебаний. В лабораторной системе координат частота испускаемых волн, в соответствии с эффектом Доплера, определяется выражением

$$\omega_k = \frac{k \Omega}{1 - \beta_n \cos \theta}, \quad (2)$$

где  $\Omega = 2\pi/T$  - частота колебаний частицы в ондуляторе в лабораторной системе координат,  $k$  - номер излучаемой гармоники,  $\theta$  - угол между направлением наблюдения и вектором средней скорости частицы. Наиболее коротковолновое излучение испускается частицей на частоте  $\omega_{km} = k \Omega (1 + \beta_n) \gamma_n^2$  в направлении  $\theta = 0$  ( $\gamma_n = 1/\sqrt{1 - \beta_n^2}$ ).

Пучок частиц, движущийся в ондуляторе, представляет собой коллектив возбужденных осцилляторов, т.е. аналог среды с инверсной заселенностью. Если фазы волн, излучаемых частицами, случайны или, в более общем случае, включающим и не случайные процессы, распределение частиц по фазам излучаемых ими волн равномерно для произвольных частоты и направления излучения, то частицы пучка излучают некогерентно. Энергия, излученная пучком частиц в этом случае, пропорциональна числу частиц в пучке  $N$ . Если пучок частиц сформировать так, чтобы он представлял собой коллектив пространственно когерентных осцилляторов (например, промодулировать пучок по плотности), то частицы такого пучка будут испускать когерентное спонтанное ОИ, которое, в сравнении с некогерентным, будет более интенсивным ( $\sim N^2$ ), направленным, монохроматичным и с большей степенью поляризации. Электромагнитная волна, движущаяся в ондуляторе вместе с пучком частиц, при определенных условиях может усиливаться им вследствие индуцированного характера излучения частиц. Характеристики индуцированного ОИ будут определяться характеристиками внешней волны.

Впервые предложение о практическом использовании излучения релятивистских частиц в периодических электромагнитных полях было высказано В.Л. Гинзбургом в 1947 г. [1]. В начале 50-х годов Х. Моц [2], К. Ланджер [3] и ряд других авторов работали над развитием и осуществлением этой идеи. Тогда же Х. Моц ввел термин "ондулятор" (от французского *ondulation* - колебание). Иногда используется термин "wigglер" (от англ. *wiggler* - покачивать). Х. Моц с сотрудниками впервые осуществили генерацию когерентного ОИ [4]. Использовался пучок электронов, сформированный в виде серии коротких ступок в линейном ускорителе на энергию 5 МэВ. При токе в импульсе  $\sim 10$  мА генерировалось ОИ мощностью  $\sim 1$  Вт в миллиметровом диапазоне длин волн. Некогерентное ОИ в субмиллиметровом, оптическом и рентгеновском диапазоне длин волн исследовалось в работах [4] - [6]. Использовались электронные пучки, выведенные из линейных ускорителей и синхротрона. Систематические исследования некогерентного ОИ, испускавшегося электронами в ондуляторе, установленном в прямолинейном промежутке синхротрона (схема рекуперации энергии), проведены сравнительно недавно (1977 г) [7] - [9]. Индуцированное ОИ в миллиметровом диапазоне длин волн, испускавшееся электронами в однородном магнитном поле, получено в середине 60-х годов в одном из типов источников индуцированного ОИ - лазерах на циклотронном резонансе (МЦР) [10]. В 1977 г. в режиме генерации был запущен источник индуцированного ОИ на длине волны  $\lambda = 3,417$  мкм с импульсной мощностью  $\sim 7$  кВт и средней мощностью 0,36 Вт [11]. В этом источнике использовался релятивистский электронный пучок с энергией  $\mathcal{E} = 43,5$  МэВ, импульсным током 2,6 А и спиральный ондулятор длиной 5,2 м с длиной периода  $\lambda_0 = 3,2$  см.

#### Классификация ондуляторов.

Все типы ондуляторов по характеру формируемого в них поля можно разбить на два класса. К первому классу мы отнесем ондуляторы с периодическими во времени или в пространстве полями. К их числу относятся: 1) конденсатор, к обкладкам которого приложено переменное напряжение [1]; 2) система постоянных магнитов, формирующих вдоль оси знакопеременное магнитное поле [2]; 3) электромагнитная волна [2]; 4) спиральный ондулятор, формирующий винтовое магнитное поле [12]; 5) природный ондулятор - ионный кристалл, формирующий вдоль главных осей периодическое электрическое поле [12], и т.д. Ко второму классу отнесем ондуляторы со статическими фокусирующими электромаг-



нитными полями, независимыми от координаты в направлениях параллельных их осям. К числу ондуляторов второго класса относятся: 1) соленоид, формирующий однородное магнитное поле; 2) квадрупольная линза, формирующая в определенной плоскости фокусирующее магнитное поле [12]; 3) кристалл (режим каналирования частиц) [13], 4) прибор, формирующий систему скрещенных электрического и магнитного полей [14] и т.д.

Длина периода  $\lambda_0$  траектории частицы в ондуляторах первого класса задается периодом внешней силы и в релятивистском случае не зависит от энергии частиц. В ондуляторах второго класса она неограниченно возрастает с энергией частиц. Например, в магнитном ондуляторе длина периода определяется длиной его элемента периодичности и вообще не зависит от энергии частиц, а в соленоиде она равна шагу спирали траектории  $\lambda_0 = 2\pi mc^2 \beta_n \gamma / eH$ , где  $H$  — величина магнитного поля соленоида,  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ ,  $\beta = |v|/c$ ,  $e$ ,  $m$  — заряд и масса частицы. В частности, в магнитном ондуляторе величина  $\lambda_0$  может быть следована  $\sim 1$  см при поле  $\sim 10^4$  Г и апертуре  $\sim 1$  см, а в соленоиде при  $\gamma = 2 \cdot 10^2$ ,  $H = 10^4$  Г,  $\beta_n \approx 1$ ;  $\lambda_0 = 2$  м. Величиной  $\lambda_0$ , согласно (2), определяется жесткость ОИ. По этой причине источники жесткого ОИ используют магнитные (спиральные) ондуляторы и ускорители (накопители) на высокие энергии. В случае нерелятивистских пучков ( $\gamma < 2$ ) более жесткое излучение испускается в однородном магнитном поле величиной  $H \gtrsim 10^4$  Г (МФР).

#### Основные следствия теории ОИ, теоретическое и экспериментальное исследование свойств ОИ, предложения, относящиеся к источникам ОИ

Теория источников ОИ в настоящее время развита достаточно глубоко. Познакомиться с ней можно, например, по работам [12] (спонтанное некогерентное ОИ), [15], [16] (спонтанное когерентное ОИ), [17] — [21] (индуцированное ОИ) и цитированной в них литературе. Спонтанное ОИ, испускаемое частицей (осциллятором) под углом  $\theta$  к средней скорости  $\bar{v}$ , характеризуется линейчатым спектром (2). Вклад различных гармоник в полную излученную энергию определяется степенью ангармоничности и амплитудой колебаний частицы (осциллятора). Если амплитуда колебаний такова, что в системе координат, движущейся со скоростью  $\bar{v}$ , скорость частицы  $v'$  является нерелятивистской (дипольное излучение), то в случае гармонического осциллятора излучается только первая гармоника. Спектр ОИ частицы, совершающей поперечные к  $\bar{v}$  колебания, в этом случае описывается универсальной зависимостью

$$\frac{d\varepsilon}{d\omega} = \frac{\varepsilon_1}{\omega_{1m}} \begin{cases} 3\xi(1-2\xi+2\xi^2), & \xi \leq 1 \\ 0, & \xi > 1 \end{cases}, \quad (3)$$

где  $\varepsilon_1$  — полная энергия излучения частицей,  $\omega_{1m} = \Omega/(1-\beta_{1n}) \approx 2\Omega\gamma_n^2$ ,  $\xi = \omega/\omega_{1m}$ . Спектр (3) успевает сформироваться, если число периодов колебаний частицы  $K > 10$ . Заметим, что дипольному приближению в лабораторной системе координат соответствует условие  $\beta_{1m}\gamma \ll 1$ , где  $\beta_{1m}$  — максимальное значение поперечного компонента относительной скорости частицы. С увеличением амплитуды колебаний частиц вследствие, например, увеличения поля магнитного ондулятора сначала растет интенсивность излучения на первой гармонике, а затем, когда при  $\beta_{1m}\gamma \gtrsim 1$  ее рост прекращается, начинает расти интенсивность излучения на все более высоких гармониках. С ростом  $\beta_{1m}$  падает  $\gamma_n$  и, следовательно, уменьшается жесткость ОИ, испускаемого на первой гармонике. Однако из-за излучения на высших гармониках в целом спектр ОИ становится жестче и при  $\beta_{1m}\gamma \gg 1$  по форме приближается к спектру ОИ [12].

Все характеристики спонтанного ОИ, испускаемого частицей, в общем случае можно выразить через число периодов  $K$  и интеграл по длине одного периода колебаний этой частицы от некоторой, определяемой ее траекторией, функции [12]. Так, спектрально-угловое распределение энергии ОИ при  $K \gg 1$  можно представить в виде

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\omega d\Omega} = \frac{\kappa K}{\omega \kappa} \sum_{\kappa=1}^{\infty} \frac{d\mathcal{E}_{\kappa}}{d\Omega} \frac{\sin^2 \epsilon_{\kappa}}{\epsilon_{\kappa}^2}, \quad (4)$$

где  $d\mathcal{E}_{\kappa}/d\Omega = e^2 \omega_{\kappa} |\vec{a}_{\kappa}|^2 / c \kappa K \Omega^2$  - энергия, излученная частицей на  $\kappa$ -й гармонике в элемент телесного угла  $d\Omega = \sin \theta d\theta d\psi$ ,  $\vec{a}_{\kappa} = (\Omega/2\pi) \int_0^{2\pi/\Omega} \vec{a}(t) e^{i\kappa \Omega t} dt$ ,  $\vec{a}(t) = \left\{ [\vec{n} [(\vec{n} \cdot \vec{\beta}) \vec{\beta}]] / [1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta}]^3 \right\} e^{-i\omega \vec{n} \cdot \Delta \vec{r} / c}$ ,  $\vec{n}$  - единичный вектор в направлении наблюдения,  $\Delta \vec{r}$  - вектор отклонения частицы от центра ее колебаний,  $\vec{\beta} = d\vec{r}/dt$ ,  $\epsilon_{\kappa} = \pi \kappa K (\omega - \omega_{\kappa}) / \omega \kappa$ . Множителем  $\sin^2 \epsilon_{\kappa} / \epsilon_{\kappa}^2$  определяется форма спектральной линии спонтанного ОИ, испускаемого частицей в направлении  $\vec{n}$ . Полуширина линии  $\Delta \omega / \omega_{\kappa} \approx 1 / \kappa K$ . Величина  $d\mathcal{E}/d\omega d\Omega$  при  $\beta_{\perp m} = \beta_{1 \text{ опт}} \approx 1/\gamma$  имеет оптимум на частоте  $\omega_{1m}$  в направлении  $\theta = 0$  [12], [22].

Большой интерес в настоящее время представляют источники спонтанного некогерентного ОИ, основанные на электронных накопителях и синхротронах на энергии  $\sim 1$  ГэВ и выше, в прямолинейные промежутки которых установлены ондуляторы, формирующие поля вида

$$\vec{H} = \vec{i} H_0 \cos \frac{2\pi}{\lambda_0} z, \quad (5)$$

$$\vec{H} = \vec{i} H_0 \cos \frac{2\pi}{\lambda_0} z \pm \vec{j} H_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda_0} z. \quad (6)$$

Условие оптимального излучения в таких ондуляторах соответствует величина магнитного поля  $H_{0 \text{ опт}}(\text{э}) \approx 10^4 / \lambda_0$  (см). Частица, движущаяся в поле вида (5), при  $H_0 \ll H_{0 \text{ опт}}$  может быть представлена одномерным осциллятором с осью колебаний, расположенной перпендикулярно направлению его движения  $\vec{v} / |\vec{v}|$ . В системе координат такого осциллятора излучение симметрично относительно оси его колебаний, а диаграмма направленности имеет вид цифры 8. Плотность энергии, излучаемой осциллятором, максимальна в плоскости, перпендикулярной его оси, и равна нулю в направлении его оси. Это в соответствии с релятивистской кинематикой означает, что в лабораторной системе координат плотность энергии ОИ равна нулю в направлении  $\theta \approx \pm 1/\gamma$  в плоскости колебаний частицы и в среднем в этой плоскости слабее, чем в перпендикулярной плоскости. Практическое значение представляют в основном два режима работы ондуляторов: режим оптимальных полей  $H_0 \approx H_{0 \text{ опт}}$  и режим больших полей  $H_0 \gg H_{0 \text{ опт}}$ . В первом случае максимальна величина спектрально-угловой интенсивности на частотах  $\omega \approx \omega_{1m}$ . Во втором случае на высших гармониках можно получить излучение более жесткое, чем в первом случае и в случае СИ из поворотных магнитов синхротрона (накопителя).

Экспериментальному исследованию свойств ОИ, испускаемого частицами, многократно проходившими через ондуляторы, формирующие поля вида (5), установленные в прямолинейных промежутках синхротронов, посвящены две работы, представленные на настоящую конференцию. Первая работа выполнена на синхротроне "Пахра" (ФИАН, Москва) с максимальной энергией 1,3 ГэВ, средним радиусом 4 м, частотой циклов ускорения 50 Гц [23]. Ондулятор состоял из  $K = 20$  элементов периодичности длиной  $\lambda_0 = 4$  см каждый ( $H_{0 \text{ опт}} = 3700$  э). Использовался режим малых полей  $H_0 = 360$  э  $\ll H_{0 \text{ опт}}$ . ОИ включалось на время  $\sim 0,1$  мс, за которое изменением энергии ( $\sim 1\%$ ) можно было пренебречь. Регистрировалось ОИ, испускавшееся в оптическом диапазоне длин волн на сравнительно небольших энергиях ( $\sim 100 + 200$  МэВ). Как и следовало ожидать, средняя плотность

энергии ОИ в плоскости колебаний частиц оказалась ниже, чем в перпендикулярной плоскости. Максимальная плотность потока энергии ОИ была выше максимальной плотности потока энергии СИ, испускаемого из поворотных магнитов синхротрона. Жесткость ОИ, согласно (2), не зависит от величины поля ондулятора при  $H_0 \ll H_{\text{опт}}$ . В то же время жесткость СИ пропорциональна величине поля  $H$  на орбите синхротрона. Из теории следует, что в условиях описываемого эксперимента при энергии ускоренных электронов 100 МэВ ( $H \sim 10^3$  Э) ОИ должно попасть в видимую, а СИ в ИК область спектра, не регистрировавшегося фотопластинкой. Эксперимент подтвердил эти выводы. Угловой разброс пучка частиц в синхротроне определялся начальными условиями инъекции этих частиц в синхротрон и адиабатическим затуханием амплитуд бетатронных и фазовых колебаний в процессе ускорения. При энергии 100 МэВ он не превышал величины  $1/\gamma$  и поэтому практически не давал вклада в размер пучка ОИ ( $\sim 1$  см). Эксперимент показал также хорошее согласие с теорией углового распределения интенсивности ОИ на фиксированной длине волны и спектрального распределения ОИ, прошедшего через коллимационную щель спектрального прибора. Значительная часть второй работы, выполненной на синхротроне "Сиркус" (ТПИ, Томск), посвящена исследованию свойств ОИ в режиме полей ондулятора, близких к оптимальному ( $H_0 \approx H_{\text{опт}}$ ) [24]. Работа проведена на синхротроне с энергией 1,5 ГэВ, средним радиусом 5 м. Ондулятор имел  $K = 5$  элементов периодичности длиной  $\lambda_0 = 14$  см каждый ( $H_{\text{опт}} = 765$  Э). В ондуляторе возбуждалось поле  $H_0 \approx 10^3$  Э. Экспериментально наблюдались три гармоники ОИ в оптическом диапазоне длин волн. Измерены спектральные, угловые и поляризационные характеристики ОИ. Результаты измерений согласуются с теорией.

Длина периода траектории частицы, движущейся в поле электромагнитной волны, характеризующейся длиной волны  $\lambda_B$  и распространяющейся под углом  $\theta_B$  к скорости частицы, равна  $\lambda_0 = \lambda_B / (1 - \beta \cos \theta_B)$ . Исследование характеристик  $\gamma$ -пучка, испускаемого электронами внутреннего пучка синхротрона на энергию 680 МэВ, в совокупности с полями плоской линейно поляризованной электромагнитной волны рубинового лазера и поворотного магнита синхротрона посвящена работа [25]. В ней показано, что при взаимно перпендикулярном движении электромагнитной волны и электронного пучка по сравнению со встречным движением испускаемый  $\gamma$ -пучок может обладать рядом преимуществ, связанных с возможностью лучшей фокусировки лазерного пучка на электронном пучке, что позволяет создать  $\gamma$ -источник с малыми размерами и улучшенными спектрально-угловыми и поляризационными характеристиками при практически той же полной интенсивности. Авторы измерили спектрально-угловое распределение  $\gamma$ -пучка для различных направлений поляризации падающей волны, а также рассчитали эти характеристики с учетом параметров электронного сгустка (изменение  $\theta_B$  и направления поляризации равносильно изменению направления оси колебаний частиц (осцилляторов) относительно направления их движения и, следовательно, изменению спектрально-угловых и поляризационных характеристик его излучения). Эксперимент согласуется с теорией. Предложенная геометрия рассеяния дает дополнительные возможности диагностики ускоряемого сгустка электронов.

Полный спектр ОИ при полях  $H_0 \gg H_{\text{опт}}$  близок к спектру СИ, однако остальные характеристики ОИ могут быть существенно отличными [12]. В работе [26] показано, что поляризация ОИ, испускаемого частицами в поле вида (5), линейная, причем плоскости поляризации четных и нечетных гармоник различны, в сравнении с СИ испускается существенно меньшее  $\sim (\beta_1 \gamma)^3$  число гармоник, которые могут наиболее ярко проявляться в том случае, когда пучок частиц в источнике обладает малым ( $\ll 1/\gamma \sqrt{KK'}$ ) угловым разбросом и используется

часть излучения, идущего в диапазоне углов  $\Delta\theta \ll 1/\gamma$  и т.д. Отмеченные особенности следует учитывать при подготовке и проведении экспериментов, использующих излучение электронов в ондуляторах с большими полями. Величина спектрально-угловой интенсивности ОИ, испускаемого частицами в ондуляторах, формирующих поля вида (5), выше, чем в ондуляторах, формирующих поля вида (6), при равных амплитудах полей  $H_0$ , если  $H_0 \gg H_{0 \text{ опт}}$ . Для поля вида (6) особое значение имеет режим оптимального поля, т.к. в этом режиме в диапазоне углов  $0 \leq \theta \leq 1/\gamma$ , где сосредоточена основная часть испускаемой энергии, излучение обладает высокой степенью циркулярной поляризации. Обратим внимание также на следующее обстоятельство. Если число периодов ондулятора  $K$  мало, то при  $H_0 \gg H_{0 \text{ опт}}$  гармоники ОИ явно не выделены и поэтому все спектральные характеристики ОИ близки к соответствующим характеристикам СИ. Однако поляризация ОИ от  $K$  не зависит и, например, в поле вида (5) остается линейной даже в магнитах, представляющих собой один элемент периодичности ондулятора (бамп), если в точку наблюдения излучение приходит из всех магнитов (нет диафрагмирования).

В работе Н.А.Винокурова, А.И.Скрипского "О предельной мощности оптического клистрона" рассмотрены эффекты, которые ограничивают мощность излучения, генерируемого в предложенном авторами варианте источника индуцированного ОИ [27]. Оптический клистрон (система из двух ондуляторов, между которыми установлена подсистема из трех магнитов типа "бамп" с большой дисперсией), установленный на электронный накопитель, так же, как и один ондулятор, в первую очередь вызывает рост энергетического разброса электронов, а вместе с ним падение коэффициента усиления и кцд источника. Приведены оценки предельной мощности источника ОИ, использующего оптический клистрон, для двух случаев, соответствующих источнику, основанному на: а) электронном накопителе, б) линейном электронном ускорителе. Обсуждаются вопросы генерации излучения на высших гармониках. Заметим, что регулировка величины магнитного поля в бампе равносильна изменению эффективного расстояния между ондуляторами. С другой стороны, известно, что рост энергетического разброса частиц в накопителе, использующем последовательность из двух ондуляторов, можно существенно снизить, если расстояние между ними выбрать равным  $m\lambda_0 + \lambda_0/2$ , где  $m$  - целое число [21]. Поэтому оптический клистрон в принципе может меньше влиять на динамику частиц в накопителе, чем один ондулятор, сохраняя более высокий коэффициент усиления, если в бампе подобрана соответствующая величина магнитного поля.

Развитие источников ОИ, как показывает события последних лет и, в частности, содержание докладов, представленных на настоящую конференцию, идет по всем трем направлениям. Источники спонтанного некогерентного ОИ развиваются на основе синхротронов и накопителей на энергии  $\sim 1$  ГэВ и выше. Такие источники будут генерировать излучение в диапазоне, начинающемся от оптических длин волн и доходящем до жесткого  $\gamma$ -излучения. Источники индуцированного ОИ развиваются как на основе линейных ускорителей, микротронов и т.д., так и на основе накопителей. В случае источников, использующих мощные релятивистские электронные пучки ( $\mathcal{E}_e \gtrsim 500$  кэВ), на смену МРП идут источники, использующие ондуляторы с пространственно периодическими полями, которые будут генерировать мощное излучение в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне длин волн. На электронных резонансных линейных ускорителях на энергии  $1 + 10^2$  МэВ развиваются источники, которые будут генерировать излучение в диапазоне от субмиллиметровых до ИК-волн. Наконец, на основе накопителей на энергии  $10^2 + 10^3$  МэВ будут развиваться источники, генерирующие излучение в диапазоне

длин волн от  $10^4$  до  $10^3$  Å. Источники спонтанного когерентного ОИ, по-видимому, будут развиваться в комбинации с источниками индуцированного ОИ с использованием свойства последних модулировать электронный пучок по плотности. В этом случае они будут генерировать более жесткое излучение в сравнении с сопровождающим их работу индуцированным излучением, позволяя спуститься в диапазон длин волн короче  $10^3$  Å [15], [17].

#### Л и т е р а т у р а

1. В.Л.Гинзбург. Изв. АН СССР, сер. физ., II, 165 (1947).
2. H.Motz. J.Appl.Phys., 22, 527 (1951).
3. K.Landaker. Phys.Rev., 86, 852 (1951).
4. H.Motz, W.Thon, R.N.Witherhurst. J.Appl.Phys., 24, 856 (1953).
5. И.А.Гришаев, В.И.Мякота, В.И.Колосов, В.И.Белоглаз, Б.В.Якимов. ДАН СССР, 131, 61 (1960).
6. А.И.Алиханян, С.К.Есин, К.А.Испирян, С.А.Канканян, Н.А.Корхмазян, А.Г.Оганесян, А.Г.Таманян. Письма в ЖЭТФ, 15, 142 (1972).
7. Д.Ф.Алферов, Ю.А.Башмаков, К.А.Беловинцев, Е.Г.Бессонов, П.А.Черенков. Письма в ЖЭТФ, 26, 525 (1977).
8. Д.Ф.Алферов, Ю.А.Башмаков, К.А.Беловинцев, Е.Г.Бессонов, А.М.Лифшиц, В.В.Михайлин, П.А.Черенков. Письма в ЖТФ, 4, 625, 1978.
9. А.Н.Диденко, А.В.Кожевников, А.Ф.Медведев, М.М.Никитин. Письма в ЖТФ, 4, 699, 1978.
10. Н.И.Зайцев, Т.В.Панкратова, М.И.Петелин, В.А.Флягин. Радиотехника и электроника, 19, 1056, 1974.
11. D.A.G.Deakon, L.A.Elias, J.M.J.Madey, G.I.Ramian, H.A.Schwettman and T.I.Smith. Phys.Rev.Lett., 38, 892 (1977).
12. Д.Ф.Алферов, Ю.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов. ЖТФ, 43, 2126 (1973); Труды ФИАН СССР, 80, 100 (1975).
13. М.А.Кумахов. ЖЭТФ, 72, 1489 (1977).
14. F.Ludi. Helv.Phys.Acta, 16, 59 (1943).
15. Д.Ф.Алферов, Ю.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов. Препринт ФИАН, № 163, 1976; ЖТФ, 48, 1592 (1978); ЖТФ, 48, 1596 (1978).
16. Е.Г.Бессонов. Препринт ФИАН, № 35, 1978.
17. E.A.Hopf, P.Meystre, M.O.Scully, W.H.Louzell. Phys.Rev.Lett., 37, 1215 (1976); 37, 1342 (1976).
18. Д.Ф.Алферов, Е.Г.Бессонов. Препринт ФИАН, № 162, 1977.
19. V.N.Baier, A.I.Milstein. Phys.Lett., 65A, 319 (1978).
20. А.А.Коломенский, А.Н.Лебедев. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Протвино, 11-17 июля, 1977.
21. Е.Г.Бессонов. Препринт ФИАН, № 50, 1978.
22. Brian M. Kinkaid. J.Appl.Phys., 48, No. 7, 2684, 1977.
23. Д.Ф.Алферов и др. Экспериментальное исследование свойств ондуляторного излучения на синхротроне "Гахра". Доклад на настоящем совещании, том II.
24. А.Н.Диденко и др. Работы с синхротронным и ондуляторным излучением на синхротроне СИРИУС. Доклад на настоящем совещании, том II.
25. ...л.Артемьева и др. Исследования по оптимизации времени жизни пучка электронов и "лазерный" гамма-пучок в ускорителе С-60. Доклад на настоящем совещании, т. II.

26. Д.Ф.Алферов и др. Особенности излучения электронов в ондуляторах с большими полями. Доклад на настоящем совещании, том II.
27. Н.А.Винокуров, А.Н.Скринский. О предельной мощности оптического клистрона. Доклад на настоящем совещании, том II.

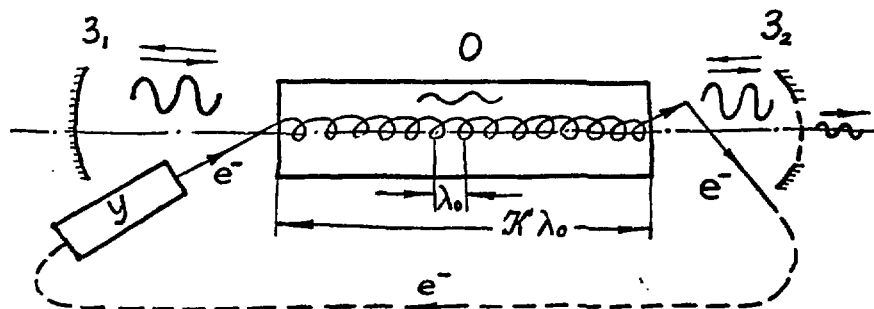


Рис. 1. Схема источника ОИ: О - ондулятор, У - ускоритель,  $Z_1, Z_2$  - зеркала (зеркало  $Z_2$  - полупрозрачно),  $\lambda_0$  - длина периода траектории частицы в ондуляторе,  $K$  - число периодов укладывающихся на длине ондулятора.

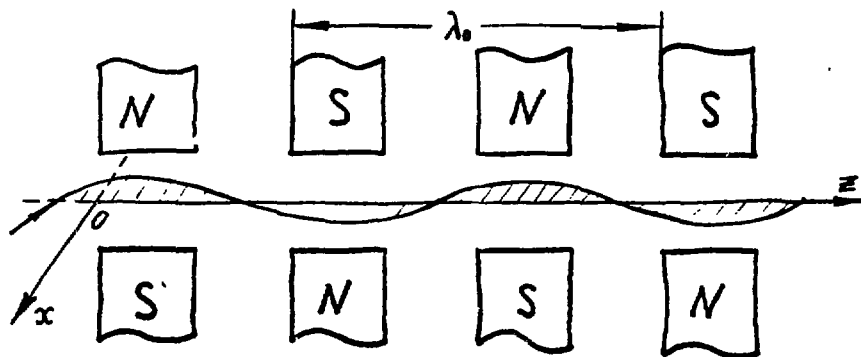


Рис. 2. Схема магнитного ондулятора.

СПЕЦИАЛИЗИРОВАННЫЙ НАКОПИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЭНЕРГИЮ 2,5 ГЭВ ДЛЯ  
ГЕНЕРАЦИИ ПУЧКОВ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЕРЕВАНСКОГО ФИЗИЧЕСКОГО  
ИНСТИТУТА

А.Ц.Аматуни, И.П.Карабеков, К.М.Каралетян, Р.К.Костаян, А.М.Коцинян,  
Г.В.Мартirosян, М.А.Мартirosян, Г.Г.Оганесян, Д.Л.Егикян, С.Л.Аракелян.

Ереванский физический институт

С 1975 года в Ереванском физическом институте изучается проблема создания специализированного источника синхротронного излучения (СИ) - накопителя электронов, позволяющего генерировать излучение с критической длиной волны в спектре  $2 + 2,5 \text{ \AA}$ . Такой источник позволит развить экспериментальные программы по основным фундаментальным и прикладным направлениям исследований надъядерного строения материи.

Возникновение проблемы создания специализированного источника СИ стимулировалось тем, что первые эксперименты [1,2,3] с использованием пучков СИ ускорителя ЕРФ1, начатые еще в 1971 году, позволили критически оценить возможности ускорителей, работающих с относительно малой интенсивностью, большим сопровождающим фоном в канале синхротронного излучения, при больших значениях вибраций аппаратуры, создаваемой системой питания электромагнита.

Осознание потенциальной ограниченности существующих пучков синхротронного излучения ускорителей электронов было ускорено вступлением в строй крупных электрон-позитронных накопителей ВЭПП-3 и ВЭПП-2и в ИЯФ СО АН СССР в Новосибирске [4,5], DORIS в Гамбурге (ФРГ) [6], SPEAR в Стенфорде (США) [7], DCI в Орсе (Франция) [8].

Эксперименты, проведенные на пучках СИ накопителей, показали, что они свободны от ряда перечисленных выше недостатков, а время экспозиции примерно на полтора-два порядка меньше, чем на пучках ускорителей. Это позволило значительно расширить круг задач, которые потенциально можно решать с использованием пучков СИ.

Ряд обзоров [9-14], охватывающих все основные научные направления, показал перспективность создания специализированных источников синхротронного излучения, физическая программа которых полностью посвящена экспериментам с использованием синхротронного излучения. Проекты таких источников разрабатываются и начали уже осуществляться в Англии (Даресбуррийская лаборатория [15]), NSLS в США (Брукхейвенская национальная лаборатория [16]), INS-SOR в Японии (Национальная лаборатория по физике высоких энергий в г.Цукуба, вблизи Токио [17]), в Западном Берлине и Амстердаме (Нидерланды) [14]. Специализированный источник СИ планируется построить и в Китае [18].

Снабжение научных центров СССР источниками СИ является первоочередной задачей настоящего времени. Эти источники должны быть сравнительно равномерно распределены по основным научным и промышленным регионам СССР в целях повышения научной активности и развития потенциальных возможностей организаций, заинтересованных как в научном, так и народно-хозяйственных применениях пучков СИ.

Специализированный накопитель, который предполагается построить в Ереване, позволит обеспечить пучками СИ научные и промышленные учреждения, научно-произ-

водственные объединения и вузы республик Закавказья, южных областей РСФСР, Украины.

Для краткости дальнейшего упоминания проекту условно присвоено название ЕРСИНЭ, что является сокращением: Ереванский специализированный источник синхротронного излучения-накопитель электронов.

Проектные параметры специализированного накопителя определяются и оптимизируются на основании выбора значения критической длины волны  $\lambda_c$  в спектре СИ, интенсивности потока фотонов  $N_\gamma$  ( $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-3}$ ,  $\approx 10^{-3}$  рад.  $\text{с}^{-1}$ ) и требуемого минимального числа выводов синхротронного излучения.

Если выбрать  $\lambda_{min} = 0,27 \text{ \AA}$ , то потенциально число задач, сосредоточенных в области  $0,1 - 0,27 \text{ \AA}$ , составит  $\sim 10\%$  общего числа исследований, проводимых на пучках СИ. С этой точки зрения число каналов, снабженных специальными виглер-магнитами, которые обеспечивают  $\lambda_{min} = 0,1 \text{ \AA}$ , должно быть также порядка  $10\%$  от общего числа портов излучения. Если считать  $\lambda_{min} = 0,12$  ( $\lambda_{min} = 0,27 \text{ \AA}$ ), где интенсивность  $\sim$  в  $10^3$  меньше, чем в максимуме спектра излучения, то  $\lambda_c = 2,3 \text{ \AA}$ .

Для большинства задач, исследований, использующих известные методы регистрации с помощью ионизационных камер, фотоэмульсий или фотоэлектронных умножителей, для времен экспозиции  $\Delta t_{\text{эксп}} = 1 + 10 \text{ с}$  требуется  $1 + 2 \cdot 10^{13}$  фотонов  $\cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{мрад}^{-1}$  и  $\Delta\chi/\chi = 10^{-5}$ .

Для оценки минимального числа портов излучения используется существующий опыт загрузки каналов синхротронного излучения ведущих центров, таких как SREAR, Стенфорд (США) и DESY, Гамбург (ФРГ). Согласно опубликованным данным [12] на пучках накопителя SPEAR выполняется 60-65 работ в год, или 30 работ/год-порт. Эта цифра стабильно повторяется в течение последних лет и, по-видимому, близка к максимуму.

Мы ожидаем, что число исследовательских групп, территориально тяготеющих к источнику СИ в Ереване, в ближайшие 10-15 лет составит 100-120. Каждая группа, по-видимому, будет в состоянии выполнить в среднем 4-5 работ/год. Тогда полное число работ в год составит  $400 + 600$ . Отсюда, проектируемое число каналов должно быть 15 + 20. Соответственно, планируемое число каналов, снабженных виглер-магнитами, равно 2 + 3.

Значения энергии накопленных частиц и напряженности управляющего поля, обеспечивающие требуемое значение  $\lambda_c$ , определяются из ряда конструктивных и экономических соображений, основными из которых являются оптимизация капитальных затрат при строительстве и создании накопителя и минимизации энергопотребления в процессе эксплуатации машины. С этих точек зрения напряженность магнитного поля в заворачивающих магнитах выбрана равной 1,3 Т, радиус закругления равным 6,41 м. Энергия электронов на орбите, соответствующая этим параметрам, равна 2,5 ГэВ. Для достижения требуемого потока фотонов необходимо накопить ток, равный 0,8 А.

Основные параметры накопителя приведены в таблице I.

Система инжекции должна быть осуществлена в две очереди. Первая очередь инжекции осуществляется из существующего электронного синхротрона ЕрФИ при рабочей энергии частиц, равной 2,5 ГэВ.

Вторая очередь инжекции, которую необходимо предусмотреть в случае длительных остановок ускорителя электронов на 6 ГэВ на профилактику и по другим причинам, должна осуществляться от специального бустерного синхротрона на энергии 700 МэВ. Эта энергия выбрана из условия достижения требуемого времени жизни пучка, ограниченного эффектом Тушека.

Основные параметры бустерного синхротрона приведены в таблице II.



Л и т е р а т у р а

1. Г.А.Гурздян, А.Л.Кашин и др. Известия АН Арм.ССР, Физика, том 10, вып.2, 177-183 (1974).
2. А.А.Вазина, В.С.Герасимов, Л.А.Железня, А.М.Матюшин, Б.Я.Сонькин, Л.К.Сребницкая, В.М.Шелестов, Т.М.Франк, Ц.М.Авакян, А.И.Алиханян. Биофизика, 20, 801-805 (1975).
3. А.И.Алиханян, П.А.Безиргян, Ц.М.Авакян, И.П.Карабекков и др. ПТЭ, № 3, 39 (1975).
4. Г.И.Будкер, И.Я.Протопов, А.Н.Скринский. Труды УИ Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Цахкадзор, 1969, том II, 57, Ереван (1970).
5. Г.И.Будкер, В.Е.Белайкин и др. Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том.1, 318-326, Москва, 1973.
6. К.Штеффен. Труды УИ Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Цахкадзор, 1969, том.2, 60-80, Ереван (1970).
7. Р.Рихтер. Труды УИ Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Цахкадзор, 1969, том.2 80-93, Ереван (1970).
8. The Orsay Storage Ring Group. Proc.of the VIII Int.Conf.on High Energy Accelerators p.150, Geneve, 1971.
9. W.Paul, K.Strauch, H. Winic "Proposal for a Synchrotron Radiation Facility at the Cambridge Electron Accelerator", July, 1973.
10. Science Research Council. "A Plan for Future Research with Synchrotron Radiation on a Dedicated Electron Storage Ring". Daresbury 1974.
11. K.O.Hodgson, H.Winick, G.Chu "Synchrotron Radiation Research" SSRP Report 76/100, August 1976.
12. R.W.Morse et al. "panel to Assess the National Need for Facilities Dedicated to the Production of Synchrotron Radiation", Washington D.C., 1976.
13. А.н.Скринский, Р.И.Кулипанов. Препринт ИЯФ-76.
14. A.Balzarotti et al. "Synchrotron Radiation a Perspective View for Europe" SSP, Strasbourg, France, 1978.
15. Design for a Dedicated Source of Synchrotron Radiation DL/SRF/R2, 1975.
16. Y.P.B.Lewett. Proposal for a National Synchrotron Light Source. BNL 50595, vol.1 of 11, February 1977.
17. K.Huke. INS-Report 259(1976)
18. L.Martin SLAC BEAM LINE, 8, N7, July, 1977.

Т а б л и ц а I.

Таблица основных параметров накопителя "ЕРСИНЭ"

Параметр	Обозначение	Величина
Энергия	$E_0$	2,5 ГэВ
Ток	$I_0$	0,75 А
Число фотонов	$N_{\gamma}$	$4 \cdot 10^{13}$ (при $\lambda = 2 \text{ \AA}$ )
Тип магнитной системы	$\Delta\lambda/\lambda = 10^{-3}$ мрад $-I_c - I$	$1 \cdot 10^{13}$ (при $\lambda = 0,42 \text{ \AA}$ ) FBDBO

Параметр	Обозначение	Величина
Напряженность магнитного поля	$H_0$	1,3 Т
Радиус закругления	$\rho_0$	6,41 м
Средний радиус	$R$	18,946 м
Число периодов градиента	$M$	16
Градиент	$G_F, G_D$	11,15 Т/м ; 11,5 Т/м
Число бетатронных колебаний	$\nu_z, \nu_x$	5,2 ; 5,15
$\beta_z$ -функция	$\beta_z$	$\beta_{zmax}=13,88$ м $\beta_{zmin}=1,51$ м
$\eta$ -функция	$\eta$	$\eta_{max}=1,28$ м $\eta_{min}=0,513$ м
Коэффициент пространственного уплотнения орбиты	$\alpha$	0,038
Хроматичность	$\psi$	-2,68
Максимальный горизонтальный размер пучка	$\sigma_{zmax}$	2 мм
Вертикальный размер	$\sigma_{xmax}$	0,15 мм
Длина бунча	$\sigma_s$	4,58 см
Энергетический разброс	$\psi_s$	$2 \cdot 10^{-3}$ ГэВ
Равновесная фаза	$\psi_s$	$20^\circ$
Амплитуда ускоряющего поля	$V_0$	1,55 МВ
Частота ускоряющего поля	$f$ в.ч.	466,1 МГц
Кратность радиочастоты	$q$	185
Частота синхротронных колебаний	$\Omega$	0,401 МГц
Энергия, излученная за один оборот	$U_0$	$5,37 \cdot 10^{-4}$ ГэВ
Время жизни из-за эффекта Тушека	$\tau_T$	$5,7 \cdot 10^4$ час при $E=2,5$ ГэВ 9,1 час при $E=0,7$ ГэВ
Время жизни пучка	$\tau$ полн.	10 часов
Длина квадруполей	$l_{кв}$	0,36 м
Длина большого свободного промежутка	$l_0$	3 м
Длина малого свободного промежутка	$l_\Delta$	0,6 м
Апертура заворачивающего блока		$140 \times 40$ мм <sup>2</sup>
Радиус вписанной окружности квадруполя	$r_{впис}$	25 мм
Давление остаточного газа при жизни пучка =10 час.	$P_{ост}$	$1,9 \cdot 10^{-9}$ Тор
Энергия инжекции от существующего ускорителя	$E_{инж.}$	2,5 ГэВ
от бустерного синхротрона	$E_{инж. буст}$	0,7 ГэВ
Минимальное время накопления	$\tau_{нак}$	5 мин

Т а б л и ц а 2  
Таблица основных параметров бустерного синхротрона.

параметр	Обозначение	Величина
Максимальная энергия частиц	$E_0$	700 МэВ
Ускоренный ток	$I_0$	0,12 А
Частота циклов ускорения	$f_a$	10 Гц
Число электронов, ускоренных за один цикл	$N_e$	$6 \cdot 10^{10}$
Радиус закругления в магнитах	$\rho_0$	2,9187 м
Средний радиус кольца	$R$	6,314483 м
Число бетатронных колебаний за один оборот		
а. горизонтальных	$\nu_z$	2,2
б. вертикальных	$\nu_z$	2,15
Тип магнитной структуры		раздельные функции FB $\hat{\delta}$ DBO
Число периодов градиента	$M$	6
Максимальное значение $\beta$ - функции		
а. горизонтальной	$\beta_z \max$	11,32 м
б. вертикальной	$\beta_z \max$	14,41 м
Минимальное значение $\beta$ - функции		
а. горизонтальной	$\beta_z \min$	1,02 м
б. вертикальной	$\beta_z \min$	1,05 м
Максимальное значение $\eta$ - функции	$\eta \max$	2,37 м
Минимальное значение $\eta$ - функции	$\eta \min$	1 м
Длина магнитного блока	$l$	1,525 м
Максимальное значение градиентов в линзах		
а. Ф - линзы	$G_F$	5,419 Т/м
б. Д - линзы	$G_D$	6,584 Т/м
Частота ускоряющего поля	$f_{в.ч.}$	466,1 МГц
Энергия, излучаемая за оборот	$U_0$	7,3
Равновесная фаза	$\psi_s$	15°
Амплитуда ускоряющего поля	$V_0$	14 кВ
Число резонаторов		1

## ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ОНДУЛЯТОРАХ С БОЛЬШИМИ ПОЛЯМИ

Д.Ф.Алферов, Ю.А.Балмаков, Е.Г.Бессонов

Физический институт им.П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

В настоящее время широко обсуждается использование ондуляторов как источников электромагнитного излучения [1]. Источники ондуляторного излучения созданы на основе синхротронов "Пахра" в Москве [2,3] и "Сирнус" в Томске [4]. Планируется установка ондуляторов на накопителях электронов [5-9]. Известно, что режим работы ондулятора определяется величиной магнитного поля. Достаточно подробно исследовано излучение при малых полях в ондуляторе [10, 11]. В работе [12] показано, что в ондуляторе существует оптимальное значение поля, при котором интенсивность основной гармоники излучения максимальна, и исследованы свойства излучения при полях, близких к оптимальному. Показано, что при таких полях излучение обладает высокой степенью монохроматичности. Для увеличения жесткости и интенсивности излучения необходимо повышать амплитуду магнитного поля в ондуляторе. В настоящее время сооружаются ондуляторы со знакопеременным магнитным полем большой амплитуды, установка которых на прямолинейные участки электронных накопителей позволит значительно увеличить жесткость и интенсивность синхротронного излучения.

В данной работе обращается внимание на отличие спектрально-угловых и поляризационных характеристик излучения электронов в периодическом магнитном поле большой амплитуды от соответствующих характеристик излучения электронов в поворотных магнитах накопителя.

Рассмотрим ондулятор, в котором формируется гармоническое знакопеременное поперечное магнитное поле вида

$$\vec{H} = \vec{j} H_m \sin \frac{2\pi}{\lambda_0} z, \quad (1)$$

где  $\lambda_0$  - период,  $H_m$  - амплитуда магнитного поля,  $\vec{j}$  - орт, перпендикулярный оси ондулятора  $Z$ . Движение ультрарелятивистских электронов в таком поле происходит по синусоидальной траектории. Максимальный угол поворота вектора скорости электронов  $\beta_m$  в поле ондулятора составляет  $\beta_m = e H_m \lambda_0 / \pi m c^2 \gamma$ , здесь  $\gamma = E/mc^2$ ,  $E$  - энергия,  $m$  - масса частицы. Будем называть большими такие поля в ондуляторе, для которых  $\beta_m \gamma \gg 1$  или  $H_m \lambda_0 \gg 10700$  Э-см. Одновременно предполагается выполненным условие  $\beta_m \ll 1$ , при выполнении которого движение имеет гармонический характер. Поскольку излучение ультрарелятивистской частицы в основном сосредоточено в малом интервале углов  $\Delta\theta \sim \gamma^{-2}$  относительно ее скорости, излучение в точке наблюдения определяется лишь участками траектории, на которых скорость частицы поворачивается на угол  $\sim \gamma^{-2}$  по отношению к направлению наблюдения.

Рассмотрим временную зависимость в волновой зоне электрического поля излучения, распространяющегося вдоль оси ондулятора. На рис.1 изображена траектория электрона и мгновенное распределение интенсивности излучения в точках 1, 3, т.е. на вершинах синусоиды. Зависимость вектора электрического поля излучения от времени в точке наблюдения представлена на рис.2. Время, за которое вектор скорости частицы вблизи вершины синусоиды повернется на угол  $\gamma^{-2}$ , составляет

$$\frac{\Delta t_{\text{наср}}}{2} = \frac{\beta c}{\Omega^2 x_m \gamma} = \frac{\beta \lambda_0}{2\pi \beta c (\beta_m \gamma)}, \quad (2)$$

где  $\Omega = \frac{2\pi \beta c}{\lambda_0}$  - частота колебаний частиц относительно оси ондулятора,  $x_m = \frac{c \beta_m}{\Omega}$  - амплитуда поперечных колебаний,  $\beta c$  - средняя скорость движения частиц вдоль оси ондулятора. Для нахождения длительности импульса излучения вблизи точек 1, 3, ... между моментами обращения электрического поля в нуль следует учесть релятивистский эффект сокращения времени

$$\Delta t_{\text{изл}} = \frac{\Delta t_{\text{наср}}}{2\gamma^2} = \frac{\beta \lambda_0}{2\pi \beta c (\beta_m \gamma) \gamma^2}. \quad (3)$$

Период изменения электрического поля составляет

$$T = \frac{\lambda_0}{2c\beta\gamma^2} = \frac{\lambda_0}{2c\beta\gamma^2} \left[ 1 + \frac{(\beta_m \gamma)^2}{2} \right], \quad (4)$$

где  $\bar{\gamma}^2 = (1 - \beta^2)^{-1} = \gamma^2 \left[ 1 + (\beta_m \gamma)^2 / 2 \right]^{-1}$ . Спектр излучения будет состоять из набора гармоник, частоты которых кратны  $\omega_k = \frac{2\pi}{T}$ . Из рис.2 следует, что вдоль оси ондулятора будут излучаться только нечетные гармоники. Максимум в спектре приходится на частоту

$$\omega_m \sim \frac{1}{\Delta t} = \frac{2\pi \beta c (\beta_m \gamma) \gamma^2}{\lambda_0} = \frac{e H_m}{m c} \left( \frac{E}{m c^2} \right)^2, \quad (5)$$

что согласуется с аналогичным результатом в теории синхротронного излучения.

Этой частоте соответствует гармоника излучения с номером  $k_m \approx (\beta_m \gamma)^3$ .

Теперь перейдем к аналитическому рассмотрению свойств излучения. Спектрально-угловое распределение энергии излучения в ондуляторе из  $N$  элементов периодичности описывается выражением [12]:

$$\frac{d\epsilon}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin^2 \int \frac{\pi N [\omega(x - n_2 \beta) - k\Omega]}{\Omega} dx}{\frac{[\omega(x - n_2 \beta) - k\Omega]^2}{\Omega^2}} \frac{|\vec{\alpha}_k(\omega, \theta, \varphi)|^2}{\Omega^2}, \quad (6)$$

где  $k$  - номер гармоники излучения,  $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$  - элемент телесного угла,  $\theta$  - полярный,  $\varphi$  - азимутальный углы в направлении наблюдения относительно оси ондулятора,  $n_2 = \cos \theta$ . Согласно (6) под углом  $\theta$  наблюдается линейчатый спектр частот

$$\omega_k = \frac{2k\Omega\gamma^2}{1 + (\theta\gamma)^2 + (\beta_m \gamma)^2 / 2} \quad (\theta \ll 1), \quad (7)$$

с полушириной линий  $\frac{\Delta \omega_k}{\omega_k} \approx \frac{1}{Nk}$ . Вектор  $\vec{\alpha}_k(\omega, \theta, \varphi)$ , пропорциональный фурье-компоненте напряженности электрического поля, имеет вид:

$$\vec{\alpha}_k = \vec{e}_1 \sin \varphi \cdot \beta_{kx} + \vec{e}_2 (\cos \theta \cos \varphi \cdot \beta_{kx} - \sin \theta \cdot \beta_{kz}), \quad (8)$$

где  $\vec{e}_1 = -\vec{i} \sin \varphi + \vec{j} \cos \varphi$ ,  $\vec{e}_2 = -\vec{i} \cos \theta \cos \varphi - \vec{j} \cos \theta \sin \varphi + \vec{k} \sin \theta$ ,  $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$  - орты по осям  $x, y, z$ , соответственно, ось ондулятора направлена по  $Z$ , движение частиц осуществляется в плоскости  $xz$ . Компоненты вектора  $\vec{\beta}_k$

$$\beta_{kx}(\omega, \theta, \varphi) = -i\omega \beta_m I_{1,k}, \quad \beta_{kz} = -i\omega I_{0,k}, \quad (9)$$

где

$$I_{0,k} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{ikf(u)} du, \quad I_{1,k} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \cos u \cdot e^{ikf(u)} du,$$

$$f(u) = u - \alpha_x \sin u + \alpha_z \sin 2u, \quad \alpha_x = \frac{\beta_m \omega}{k\Omega} \sin \theta \cos \varphi, \quad \alpha_z = \frac{\beta_m \omega}{k\Omega} \cos \theta.$$

Асимптотические значения интегралов  $I_{0,k}, I_{1,k}$  при  $k \gg 1$  найдены в [13]. Для движения в ондуляторе в приближении  $\beta_m \ll 1, \theta \ll 1, \frac{\theta}{\beta_m} \ll 1$  имеем (см. также [14])

$$I_{0,\kappa} = \frac{2}{\pi\sqrt{3}} \varepsilon \mathcal{K}'_{1/3}(\kappa\eta) \cos \xi, \quad (10)$$

$$I_{1,\kappa} = \frac{2}{\pi\sqrt{3}} \varepsilon \int_{(\beta_m\gamma)}^{(\theta\gamma)} \cos \varphi \cos \xi \mathcal{K}'_{1/3}(\kappa\eta) + \varepsilon \sin \xi \mathcal{K}'_{2/3}(\kappa\eta) d\varphi,$$

$$\text{где } \eta = \frac{2}{3} \varepsilon^2 \frac{(\beta_m\gamma)^2 - (\theta\gamma)^2 \cos^2 \varphi}{1 + (\theta\gamma)^2 + (\beta_m\gamma)^2/2}, \quad \varepsilon = \frac{[1 + (\theta\gamma)^2 \sin^2 \varphi]^{1/2}}{\beta_m\gamma},$$

$\xi = \kappa \left[ \frac{\pi}{2} - 4 \frac{(\theta\gamma)}{(\beta_m\gamma)} \cos \varphi \right]$ ,  $\mathcal{K}'_{1/3}(x)$ ,  $\mathcal{K}'_{2/3}(x)$  — функции Макдональда. Из (9)–(10) следует, что в отличие от синхротронного излучения всегда линейно-поляризовано [12,14], так как  $\beta_{\kappa x}$  и  $\beta_{\kappa z}$  являются мнимыми величинами. Следует отметить, что этот вывод справедлив для ондулятора произвольной длины.

Представляет интерес рассмотреть излучение в плоскости, проходящей через ось ондулятора и перпендикулярной плоскости колебаний частиц ( $\cos \varphi = 0$ ). Излучение на четных и нечетных гармониках существенно отличается как угловым распределением, так и поляризацией:

$$\vec{a}_{2p+1} = (-1)^{p+1} i \omega \vec{e}_z \frac{2 \varepsilon_0^2}{\pi\sqrt{3}} \beta_m \mathcal{K}'_{1/3}[(2p+1)\eta_0],$$

$$\vec{a}_{2p} = (-1)^p i \omega \vec{e}_z \frac{2 \varepsilon_0^2}{\pi\sqrt{3}} \theta \mathcal{K}'_{1/3}(2p\eta_0), \quad (11)$$

$$\text{где } \varepsilon_0 = \frac{[1 + (\theta\gamma)^2]^{1/2}}{\beta_m\gamma}, \quad \eta_0 = \frac{2}{3} \varepsilon_0^2 \frac{(\beta_m\gamma)^2}{1 + (\theta\gamma)^2 + (\beta_m\gamma)^2/2}.$$

Как следует из (11), излучение на нечетных гармониках поляризовано в плоскости движения, на четных — в перпендикулярной плоскости. В этом заключается существенное отличие излучения в ондуляторе с большими полями от излучения в однородном магнитном поле, тогда как суммарное по гармоникам распределение интенсивности ондуляторного излучения в плоскости  $\cos \varphi = 0$  при  $\beta_m\gamma \gg 1$  совпадает с тем, которое имеет место в однородном магнитном поле величины  $H_m$ .

Энергия излучения вдоль оси ондулятора согласно (6), (11) имеет вид

$$\frac{d\dot{E}}{d\omega d\theta} \Big|_{\theta=0}^{\omega=\omega_{2p+1}} = \frac{3N^2 e^2 \gamma^2}{c} \left[ \frac{2}{\pi} (2p+1) \eta_0' \mathcal{K}'_{1/3}[(2p+1)\eta_0'] \right]^2, \quad (12)$$

где  $\eta_0' = 2/3 \beta_m\gamma [1 + (\beta_m\gamma)^2]^{1/2}$ . При  $(2p+1)\eta_0' \approx 0,5$  это выражение принимает максимальное значение  $d\dot{E}/d\omega d\theta (\omega=\omega_c, \theta=0) = 0,45 N^2 e^2 \gamma^2 / c$ , которое не зависит от величины поля в ондуляторе. Отсюда следует, что максимум излучения вдоль оси ондулятора приходится на гармонику  $\kappa_c = \frac{3}{8} (\beta_m\gamma)^3$ , чей номер не зависит от энергии электронов. Соответствующая этой гармонике частота  $\omega_c = 3eH_m\gamma^2/2mc$  совпадает с критической частотой излучения в однородном магнитном поле  $H_m$ . Отметим, что максимальное значение спектрально-угловой энергии излучения вдоль оси ондулятора при оптимальном поле  $\beta_m\gamma \sim 1,2$  лишь на 15% меньше, чем при больших полях.

Рассмотрим излучение в области частот  $\omega \sim \Omega\gamma^2$ , на которые приходится максимум излучения при полях, близких к оптимальному. Этим частотам соответствуют номера гармоник  $(2p+1)_{opt} \approx (\beta_m\gamma)^2$ . В этом случае аргумент функции Макдональда  $(2p+1)_{opt} \eta_0' \ll 1$ . Воспользовавшись приближенным выражением для функции Макдональда, получим для излучения на частоте  $\omega_{2p+1} \approx \Omega\gamma^2$

$$\frac{d\dot{E}}{d\omega d\theta} \Big|_{\theta=0}^{\omega_{2p+1} \approx \Omega\gamma^2} = \frac{2 \cdot 6^{1/3} \Gamma^2(\frac{2}{3})}{\pi^2} \frac{N^2 e^2 \gamma^2}{c} (\beta_m\gamma)^{-\frac{2}{3}}. \quad (13)$$

Таким образом, с ростом поля в ондуляторе энергия излучения на этих частотах падает как  $H_m^{-4/3}$ . Поэтому режимы больших полей следует использовать для работы на значительно больших частотах  $\omega \gg \omega \gamma^2$ . В области частот  $\omega \sim \omega \gamma^2$  наибольшая интенсивность излучения достигается в режиме оптимальных полей.

Гармоники излучения электронов в ондуляторе под заданным углом могут быть явно выделены, если угловая расходимость электронного пучка не превышает значения  $\theta_c = \frac{\gamma}{N} \sqrt{\frac{1 + (\beta_m \gamma)^2}{2N}}$ . Расстояние между соседними гармониками составляет

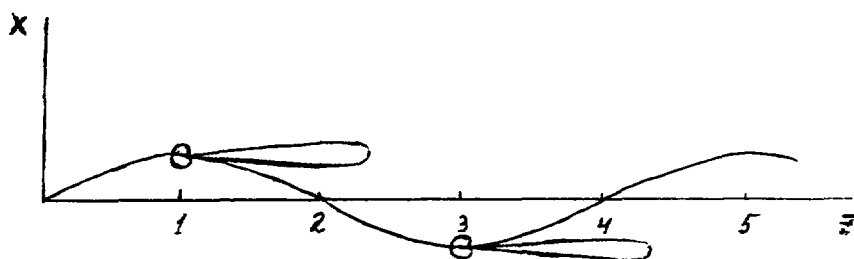
$$\omega_{k+1} - \omega_k \approx \frac{4\Omega \gamma^2}{(\beta_m \gamma)^2} \quad (14)$$

и значительно больше, чем в спектре синхротронного излучения. Ширина линии  $\Delta\omega \approx \frac{\gamma}{N} \cdot \frac{4\Omega \gamma^2}{(\beta_m \gamma)^2}$  не зависит от номера гармоники.

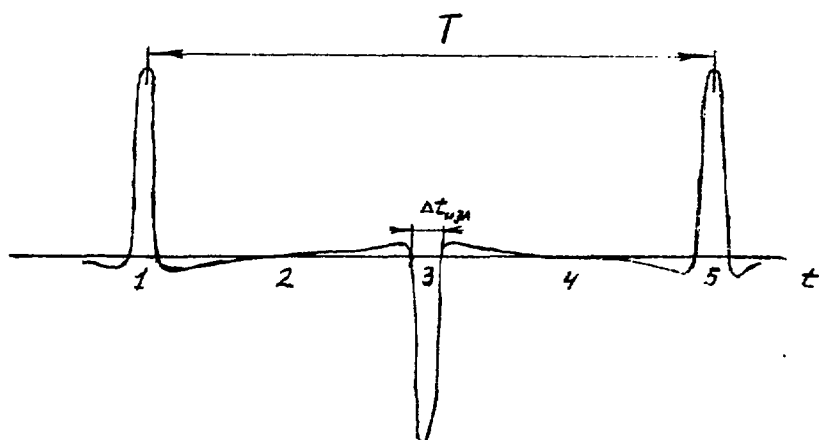
Отмеченные особенности следует учитывать при подготовке и проведении экспериментов, использующих излучение электронов в ондуляторах с большими полями.

#### Л и т е р а т у р а

1. Д.Ф.Алферов, Д.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов, К.А.Беловинцев, П.А.Черенков. Препринт ФИАН № 139 (1977) (англ.); Препринт ФИАН № 13 (1978) (русс.).
2. Д.Ф.Алферов, Д.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов, К.А.Беловинцев, П.А.Черенков. Письма в ЖЭТФ, 26, 525 (1977).
3. Д.Ф.Алферов, Д.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов, К.А.Беловинцев, А.М.Лившиц, В.А.Михайлин, П.А.Черенков. Письма в ЖТФ, 4, 625, (1978).
4. А.Н.Диденко, А.В.Кожеников, А.Ф.Медведев, М.М.Никитин. Письма в ЖТФ, 4, 689 (1978).
5. Г.Н.Кулипанов, А.Н.Скринский. УЖН, 122, 309 (1977).
6. Л.М.Барков, В.Б.Барышев, Г.Н.Кулипанов, Н.А.Мезенцев, В.Ф.Пиндырин, А.Н.Скринский, В.М.Хорев. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 78-13 (1978).
7. M.Bassetti, A.Cattoni, M.Freger, S.Tazzari, A.Luccio. Труды X Междунар. конф. по ускор.зар.частиц, т.2, стр.391, Серпухов 1977.
8. H.Winick, R.H.Helm. Paper presented at Orsay Conference on Synchrotron Radiation Instrumentation and Developments, Orsay, France, Sept.12-14,1977.
9. Proposal for a National Synchrotron, Light Source, edited by John P.Blewett. BNL 50595 (1977).
10. Д.Ф.Алферов, Д.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов. ЖТФ, 42, 1921 (1972).
11. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко. ЖЭТФ, 63, 2121 (1972).
12. Д.Ф.Алферов, Д.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов. ЖТФ, 43, 2126 (1973).
13. А.Н.Никишов, В.И.Ритус. ЖЭТФ, 46, 776 (1964).
14. Д.Г.Павленко, В.И.Петухов, А.Х.Мусса, Изв.вузов, Физика, № 10, 88 (1973).



Р и с. 1. Траектория электрона и диаграмма направленности излучения в ондуляторе.



Р и с. 2. Временная зависимость электрического поля излучения, распространяющегося вдоль оси ондулятора.



## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ОНДУЛЯТОРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СИНХРОТРОНЕ "ПАХРА"

Д.Ф.Алферов, В.А.Башмаков, К.А.Беловинцев, Е.Г.Бессонов, П.А.Черенков

Физический институт имени П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

А.М.Лившиц

Институт спектроскопии АН СССР, Москва

В.В.Михайлин

Московский Государственный университет

В последние годы значительно возрос интерес к ондуляторам как источникам электромагнитного излучения. Этот интерес в первую очередь обусловлен такими уникальными свойствами источников ондуляторного излучения (ОИ), как большая интенсивность, направленность, высокая монохроматичность в заданном направлении и высокая степень поляризации излучения, видом которой можно оперативно управлять [1,3]. Размещение ондулятора на прямолинейном участке орбиты электронного циклического ускорителя или накопителя позволяет получить значительно более интенсивное излучение по сравнению с обычным синхротронным излучением (СИ). Ранее ОИ наблюдалось на электронных пучках линейных ускорителей в диапазоне энергий 3+100 МэВ [4,6] и на выведенном из синхротрона электронном пучке с энергией 3,6 ГэВ [7]. Исследование ОИ в режиме многократного прохождения ускоренных электронов в поле магнитного ондулятора впервые проведено на синхротроне ФИАН СССР "Пахра" [8]. В последовавших затем работах [9,10] продолжено экспериментальное исследование свойств ОИ с орбиты циклического ускорителя. В настоящей работе приводятся некоторые результаты исследования свойств излучения электронов в ондуляторе, размещенном на прямолинейном участке орбиты синхротрона "Пахра".

В ондуляторе заряженные частицы совершают периодическое колебание относительно некоторого равномерно движущегося центра. Колебательное движение частиц сопровождается электромагнитным излучением, частота которого определяется эффектом Дошлера. Характеристики излучения частиц в ондуляторе существенно зависят от величины угла поворота  $\alpha$  вектора их скорости в поле ондулятора. Основные свойства ОИ наиболее четко проявляются при  $\alpha \ll 1/\gamma$ , где  $\gamma = \varepsilon/mc^2$  - релятивистский фактор,  $\varepsilon$ ,  $m$  - полная энергия и масса покоя частицы. В этом случае излучение формируется практически на всей траектории частицы в ондуляторе. При движении электрона в гармонически изменяющемся вдоль оси ондулятора магнитном поле вида

$$\vec{H} = \vec{i} H_m \sin \frac{2\pi z}{\lambda_0} \vec{z}, \quad (1)$$

где  $H_m$  - амплитуда магнитного поля,  $\lambda_0$  - период ондулятора,  $\vec{i}$  - орт вдоль оси  $x$ , условию  $\alpha \leq 1/\gamma$  соответствуют поля  $H_m(\text{эВ}) \leq 10700/\lambda_0(\text{см.})$ . В случае  $\alpha \ll 1/\gamma$  соответствующем условию дипольности излучения

$$H_m(\text{эВ}) \ll \frac{10700}{\lambda_0(\text{см.})}, \quad (2)$$

излучается только первая гармоника с минимальной длиной волны

$$\lambda_m = \frac{\lambda_0}{2\gamma^2}. \quad (3)$$

Излучение электронов в ондуляторе с большим числом элементов периодичности  $K \gg 1$  обладает уникальным свойством пространственной монохроматичности. Под углом  $\theta$  к оси ондулятора излучение наблюдается в малом интервале длин волн

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{1}{K} \quad (4)$$

относительно длины волны

$$\lambda = \lambda_m (1 + \theta^2 \gamma^2), \quad \theta \ll 1. \quad (5)$$

Угловое распределение интенсивности ОИ в плоскости колебаний частицы характеризуется наличием двух минимумов под углами  $\theta = 1/\gamma$ . Следует подчеркнуть, что такими же свойствами обладает угловое распределение мгновенной интенсивности СИ. Однако вследствие усреднения по периоду вращения электрона наблюдение такой зависимости на пучках СИ затруднительно.

В дипольном приближении форма спектра излучения, проинтегрированного по всем углам, специфична для каждого ондулятора и не зависит от величины поля в ондуляторе [11, 12]. При  $K \gg 1$  спектр ОИ характеризуется резким обрывом на длинах волн  $\lambda \ll \lambda_m$ , что, в принципе, позволяет осуществить пороговое измерение энергии заряженных частиц [11].

При исследовании спектральных характеристик ОИ входная щель спектрального прибора может служить диафрагмой для излучения. Если входная щель ориентирована перпендикулярно плоскости колебаний частиц, то регистрируемый прибором спектр излучения можно представить в виде

$$\frac{dI}{d\lambda} = \frac{2e^3 H_m^2 \gamma^4 K J}{m^2 c^4} G(\lambda), \quad (6)$$

где

$$G(\lambda) = K \left( \frac{\lambda_m}{\lambda} \right)^2 \int_1^\infty \frac{\sin^2 \pi K (z \frac{\lambda_m}{\lambda} - 1)}{[\pi K (z \frac{\lambda_m}{\lambda} - 1)]^2} F(z) dz,$$

$$F(z) = \begin{cases} f(z), & z \leq z_{zp} \\ \frac{1}{\pi} [f(z) \arcsin \sqrt{\frac{z_{zp}-1}{z-1}} + \frac{2}{z^2} \sqrt{(z-2_{zp})(z_{zp}-1)}], & z > z_{zp} \end{cases}$$

$1/2 f(z) = (1/2^5) \sqrt{z^2 - 2z + 2}$  - форма интегрального спектра ОИ при  $K \gg 1$ ,  $z_{zp} = \lambda_{zp}/\lambda_m$ ,  $\lambda_{zp} = \lambda_m [1 + (h\gamma/2L)^2]$ ,  $h$  - ширина щели,  $L$  - расстояние от щели до источника или его изображения,  $J$  - ток пучка электронов.

На синхротроне "Пахра" характеристики ОИ исследовались в оптическом диапазоне длин волн. Ондулятор, установленный в прямолинейном промежутке синхротрона, имеет 20 элементов периодичности. Длина каждого элемента - 4 см. Магнитное поле создается одновитковой плоской обмоткой, содержащей нечетное число последовательно соединенных параллельных проводников, ориентированных перпендикулярно оси ондулятора. Обмотка размещена в пазах магнитопровода, выполненного в виде ферромагнитной гребенки [8]. В условиях эксперимента поперечное магнитное поле ондулятора изменялось вдоль оси пучка по гармоническому закону (1) с амплитудой  $H_m = 360$  Э, удовлетворяющей условию дипольности излучения (2).

Ондуляторное и синхротронное излучение регистрировалось в диапазоне длин волн 2000-5000 Å с помощью фотопластинок "спектральные", тип 2. Максимальная энергия электронов задавалась моментом выключения высокочастотного напряжения на ускоряющем резонаторе синхротрона. При этом импульсное магнитное поле ондулятора включалось и достигало амплитудного значения незадолго ( $\sim 0,1$ нс)

до снятия ВЧ-напряжения. Такой режим работы позволял получить ОИ от практически моноэнергетических электронов. Угловой разброс частиц в пучке при выбранной энергии электронов был в три раза меньше характерного угла  $1/\gamma$ , и поэтому незначительно изменял спектрально-угловые характеристики излучения.

Согласно (5), ОИ попадает в область спектральной чувствительности фотопластины, когда энергия электронов в синхротроне превышает 100 МэВ. Действительно, на пластинках, размещенных перпендикулярно оси прямолинейного промежутка, ОИ регистрировалось, начиная с энергии электронов  $E = 100$  МэВ ( $\lambda_m = 5200 \text{ \AA}$ ) [8], что подтверждает высокую эффективность порогового измерения энергии заряженных частиц.

Угловое распределение интенсивности излучения исследовалось с помощью фотопластинок, размещенных в фокальной плоскости кварцевого объектива. На рис. 1 представлена фотография излучения на длине волны  $\lambda = 3850 \text{ \AA}$ , выделенной светофильтром с относительной полосой пропускания  $\Delta\lambda/\lambda = 4,4\%$ , при энергии электронов  $E = 166$  МэВ. В этом случае, в соответствии с (4) и (5), излучение наблюдается в малом интервале углов относительно угла  $\theta = 3,4$  мрад. Геометрия почернения фотопластины на рис. 1 обусловлена отмеченными выше особенностями углового распределения интенсивности ОИ.

Спектрально-угловые характеристики ОИ исследовались с помощью кварцевого спектрографа ИСП-22 при энергии электронов 150 МэВ ( $\lambda_m = 2312 \text{ \AA}$ ) [9]. Излучение фокусировалось кварцевым объективом ( $f = 614$  мм), расположенным на расстоянии 5400 мм от центра ондулятора, перед полностью открытой щелью спектрографа (0,4 мм) на расстоянии  $\sim 140$  мм от нее. На рис. 2 приведено угловое распределение интенсивности ОИ в вертикальной плоскости для длины волны  $\lambda = 2800 \text{ \AA}$ , полученное сканированием спектрограммы в вертикальном направлении. Как и следовало ожидать, угловое распределение характеризуется наличием двух максимумов, которые, в соответствии с (5), наблюдаются под углом  $\theta \approx 1,5$  мрад.

Спектральное распределение интенсивности ОИ, диафрагмированного входной щелью спектрографа, показано на рис. 3. Точность обработки спектрограммы составила  $\sim 30\%$ . На этом же рисунке приведен спектр излучения, рассчитанный по формуле (6) при  $Z_{\text{эф}} = 1,0025$ . Теоретические и экспериментальные данные нормированы к значению 0,028. Из рисунка видно, что в пределах ошибки наблюдаемые результаты хорошо согласуются с теорией.

Таким образом, результаты проведенных экспериментов подтвердили основные выводы теоретических работ [1, 11, 12].

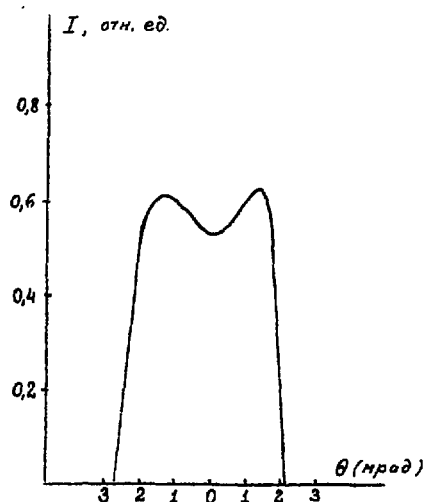
#### Л и т е р а т у р а

1. Д.Ф.Алферов, Д.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов. Труды ФИАН 80, 100 (1975).
2. Д.Ф.Алферов, Д.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов, К.А.Беловинцев, П.А.Черенков. Препринт ФИАН № 139 (1977) англ.; Препринт ФИАН № 135 (1978) (русск).
3. Wiggler magnets (a collection of material presented at the wiggler workshop held at SLAC), edited by H.Winik and T.Knight. SSRP Report No. 77/05 (1977).
4. H.Metz, W.Torn, R.N.Whiterust. J.Appl.Phys., 24, 856 (1953) (пер. "Миллиметровые и субмиллиметровые волны", стр.317, М., ИЛ., 1959).
5. И.А.Гришаев, В.И.Мякота, В.И.Колосов, В.И.Белоглазов, П.В.Якимов. ДАН СССР, 131, 61 (1960).
6. L.R.Elias, W.M.Fairbank, J.M.J.Madey, H.A.Schwettman, T.I.Smith. Phys.Rev. Lett., 36, 717 (1976).

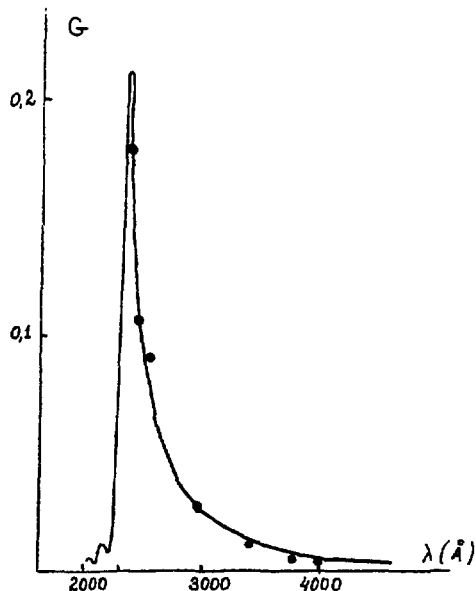
7. А.И.Алиханян, С.К.Есин, К.А.Испирян, С.А.Канкапян, Н.А.Корхмазян, А.Г.Оганесян, А.Г.Таманян. Письма в ЖТФ, 15, 142 (1972).
8. Д.Ф.Алферов, Д.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов, К.А.Беловинцев, П.А.Черенков. Письма в ЖЭТФ, 26, 525 (1977).
9. Д.Ф.Алферов, Д.А.Башмаков, К.А.Беловинцев, Е.Г.Бессонов, А.М.Лившиц, В.В.Михайлин, П.А.Черенков. Письма в ЖТФ, 4, 625 (1978).
10. А.Н.Диденко, А.В.Кожевников, А.Ф.Медведев, М.М.Никитин. Письма в ЖТФ, 4, 689 (1978).
11. Д.Ф.Алферов, Д.А.Башмаков, Е.Г.Бессонов. ЖТФ, 42, 1921 (1972).
12. В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко. ЖЭТФ, 63, 2121 (1972).



Р и с. 1. Фотография ондуляторного излучения на длине волны  $\lambda = 3850 \text{ \AA}$ . Энергия электронов  $E = 166 \text{ МэВ}$ .



Р и с. 2. Угловое распределение интенсивности ондуляторного излучения в вертикальной плоскости;  $\lambda = 2800 \text{ \AA}$ ,  $E = 150 \text{ МэВ}$ .



Р и с. 3. Спектральное распределение интенсивности ондуляторного излучения;  $E = 150 \text{ МэВ}$ . Сплошная линия — теория, точки — эксперимент.

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ОПТИМИЗАЦИИ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ  
И "ЛАЗЕРНЫЙ" ГАММА-ПУЧОК В УСКОРИТЕЛЕ С-60

З.Л.Артемова, Е.М.Мороз, В.А.Мурашова, Г.С.Паденко,  
Т.И.Сырейщикова, К.Н.Шорин, М.Н.Якименко

Физический институт им.П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

Оптимизация времени жизни пучка электронов

В синхротроне - источнике вакуумного ультрафиолета, величина  $\tau$  времени жизни пучка ускоренных электронов, определенная следующим соотношением  $\tau = [(1/N_e) \cdot dN_e/dt]^{-1}$ , где  $N_e$  - количество электронов в ускоряемом сгустке, обуславливается, главным образом, взаимодействием электронов с остаточным газом в камере, где наиболее сильный эффект - потери энергии на тормозное излучение, и квантовыми флуктуациями синхротронного излучения (СИ) [1], влияние которых на  $\tau$  определяется положением рабочей точки относительно границ области устойчивости синхротронных колебаний. Такой границей в слабофокусирующем синхротроне является значение показателя магнитного поля  $N \approx 0,75$ .

В этих условиях вопрос о способах и возможностях увеличения времени жизни  $\tau$  сводится к выявлению влияния на величину  $\tau$  трех параметров эксплуатационного режима синхротрона: давления  $P$  остаточного газа, значения  $N$  показателя магнитного поля и величины напряжения  $U$  на ускоряющем резонаторе.

Рис. I иллюстрирует соответствующую зависимость (расчетную), полученную авторами для синхротрона ФИАН С-60. Здесь сплошные линии показывают зависимость времени жизни  $\tau$  от показателя поля  $N$  и напряжения  $U$  при величинах давления в камере  $P = (1, 2, 3) \cdot 10^{-6}$  мм рт.ст., указанного на кривых цифрами 1, 2, 3 соответственно, и энергии ускоренных электронов на плоской вершине магнитного цикла 577 МэВ. Пунктирные линии описывают аналогичную зависимость, обусловленную только квантовыми флуктуациями СИ, что имеет место лишь при существенно более низком давлении  $P$  в вакуумной камере.

Из приведенных на рис. I графиков следует, что наибольшие величины  $\tau = \tau_{\text{макс.}}$  ограничены величиной давления  $P$  в камере, а недостаточная величина напряжения  $U$  резонатора для реализации  $\tau_{\text{макс.}}$  может быть весьма эффективно компенсирована уменьшением величины показателя поля  $N$ . Необходимое изменение  $N$  нужно обеспечить лишь в конце цикла ускорения (где раскачка синхротронных колебаний наиболее существенна), например путем его импульсной модуляции в нужной фазе каждого цикла изменения магнитного поля синхротрона [2]. Высокая эффективность модуляции показателя  $N$  как метода оптимизации времени жизни  $\tau$  убедительно иллюстрируется кривой  $\tau(N)$  для давления  $P = 3 \cdot 10^{-6}$  мм рт.ст. и напряжения на резонаторе  $U = 15$  кВ, где модуляция  $N$  от исходного 0,707 до 0,55 увеличивает время жизни от 0,6 с до  $\tau_{\text{макс.}} = 47$  с, в то время как без модуляции показателя поля  $N$  указанное  $\tau_{\text{макс.}}$  не реализуется при существенно большем напряжении  $U = 25$  кВ.

Из рис. I очевидны также возможности оперативного контроля реального давления  $P$  в камере по тем участкам кривых  $\tau(N)$ , где  $\tau = \tau_{\text{макс.}}$  практически уже не зависит от показателя  $N$  и напряжения  $U$ , и работы вы-

сокочастотной ускоряющей системы по величине  $\tau = \tau_0$  (при  $N = 0,707$  без импульсной модуляции показателя  $N$ ), где значения  $\tau(N)$  слабо или совсем не зависят от вакуума  $P$  и определяются напряжением  $U$  на резонаторе.

В представляющих наибольший интерес режимах работы синхротрона ФИАН при  $\tau > T_M$  - длительности плоской вершины магнитного цикла зависимость  $\tau$  от  $T_M$  параметров синхротрона сказывается, главным образом, на величине  $\eta = 1 - e^{-\tau/T_M}$  потерь интенсивности ускоренного пучка электронов за время  $T_M$  его нахождения на вершине магнитного цикла, которые, уменьшая эффективность синхротрона как источника СИ, ухудшают фоновые характеристики выводимых пучков.

На рис.2 приведены зависимости  $\tau(N, U)$ , полученные в синхротроне ФИАН экспериментально при модуляции показателя поля  $N$  в диапазоне  $0,707 + 0,615$ , ограниченного резонансами при  $N=0,606$  и  $0,611$ . Здесь динамика потерь контролировалась по монитору  $\gamma^e$  - излучения, величины  $\tau_0$  определялись по монитору интенсивности циркулирующего сгустка электронов. Эксперимент подтвердил эффективность импульсной модуляции  $N$  как метода оптимизации времени жизни  $\tau$ . Необходимые для реализации  $\tau = \tau_{\text{макс}}$  диапазон модуляции  $N$  и величины  $U$  оказались в хорошем согласии с расчетом. Величина  $\tau$  при напряжении  $\sim 16$  кВ возросла при этом от  $\sim 1$  до  $\sim 30$  с. Сама величина  $\tau_{\text{макс}}$  ( $\sim 32$  с) оказалась несколько меньше расчетной ( $\sim 40$  с), что может быть объяснено отличием от расчетного давления  $P$  в опыте. Работа ускорителя в режиме  $\tau = \tau_{\text{макс}}$  на плоской вершине цикла при  $T_M = 0,6$  с сопровождалась при  $U \sim 20$  кВ пятикратным уменьшением потерь  $\eta$ .

Для выяснения возможности прохождения при модуляции  $N$  бетатронных резонансов при  $N = 0,606$  и  $0,611$  были проведены исследования на пониженной энергии электронов, показавшие возможность их пересечения, практически без потерь, путем легко осуществимого увеличения на порядок скорости изменения  $N$  на фронте модулирующего импульса. Таким образом, результаты эксперимента показывают возможность реализации режимов, описанных кривыми рис.1, в полном объеме.

#### "Лазерный" гамма-пучок.

Пучки  $\gamma^e$  - квантов, возникающие при рассеянии лазерного света на релятивистских электронах, исследовались разными авторами [3 ÷ 5] теоретически и экспериментально. Такие пучки были использованы в ядерно-физических экспериментах [6] и для диагностики электронного сгустка [7]. Кванты "лазерных" гамма-пучков обладают рядом ценных характеристик: малая расходимость пучка (характерный угол  $\theta \sim 1/\gamma^e$ , где  $\gamma^e$  - лоренц-фактор электронов), квази-монохроматичность, высокая степень поляризации. Для получения "лазерных" гамма-пучков до настоящего времени лазерное излучение направлялось навстречу электронному сгустку. Заслуживает внимания, однако, осуществление встречи взаимодействующих электронного и фотонного пучков под углом, близким к прямому. Это создает дополнительные возможности диагностики электронного сгустка, а возникающий  $\gamma^e$  - пучок по некоторым параметрам может быть предпочтительнее пучка, получаемого при обычной "встречной" геометрии.

Мы предприняли исследование свойств гамма-пучка, возникающего при рассеянии фотонов рубинового лазера ( $\lambda = 694$  нм, энергия в импульсе 5 - 10 Дж, длительность импульса около 1 мс) на электронах внутреннего пучка синхротрона С-60. Угол между направлениями взаимодействующих пучков был близок к  $90^\circ$ . Энергия электронов в момент взаимодействия составляла 485 МэВ.

Были измерены угловые распределения гамма-пучка по горизонтали и вертика-

ли, а также энергетические спектры пучка для двух направлений линейной поляризации падающего лазерного излучения в плоскости орбиты электронов (горизонтально) и перпендикулярно этой плоскости. Измерение угловых распределений производилось пластическим сцинтилляционным счетчиком размером  $2 \times 30 \times 30$  см, расположенным горизонтально за щелевым коллиматором шириной 6 мм. Для измерения энергетического спектра использовался детектор на кристалле  $\text{NaI}(\text{Tl})$  диаметром 120 и длиной 100 мм с круглым коллиматором диаметром 15 или 25 мм.

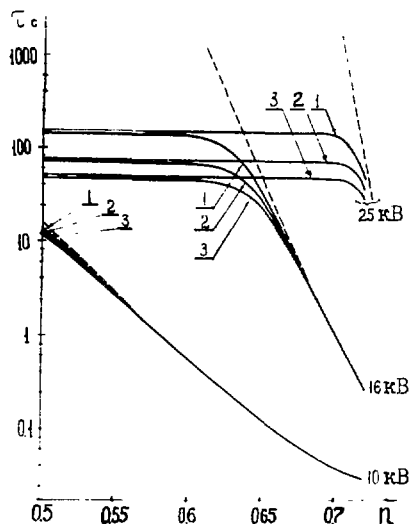
Результаты измерения горизонтального углового распределения гамма-пучка для горизонтальной поляризации лазерного света показаны точками на верхнем графике рис.3. Слева изображена типичная величина ошибки. Кривая представляет собой соответствующее расчетное распределение. На нижнем графике этого же рисунка гистограмма изображает экспериментальный энергетический спектр пучка, полученный при регистрации через коллиматор диаметром 15 мм ( $6,2 \cdot 10^{-6}$  стерадиан) также при горизонтальной поляризации падающего лазерного излучения. Кривая на нижнем графике - нормированный по площади к гистограмме расчетный спектр.

Следует отметить, что использованная нами методика определения параметров электронного сгустка позволяет непосредственно измерить только линейные размеры сечения сгустка. Для параметров, характеризующих угловой разброс электронов в сгустке по направлениям импульсов, при этом получаются только верхние оценки. Наилучшее согласие результатов измерения угловых распределений с данными расчета наблюдалось при значениях параметров углового разброса, на 30 - 35% меньших, чем указанные оценки.

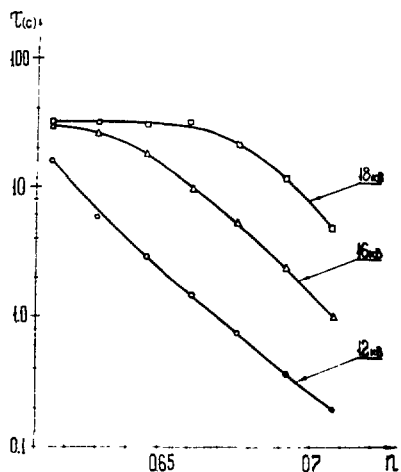
Была определена также величина выхода процесса, т.е. полное количество рассеянных квантов в расчете на энергию лазерного импульса  $I$  Дж ( $3,5 \cdot 10^{18}$  фотонов) и количество электронов на орбите  $10^{11}$ . Экспериментальные значения выхода для горизонтальной и вертикальной поляризации лазерного излучения составили соответственно  $54 \pm 2I$  и  $33 \pm 13$  квантов / Дж  $\cdot 10^{11}$  электронов, расчетные значения в тех же единицах соответственно  $85 \pm 17$  и  $16 \pm 3$ . Ошибка в расчетных значениях связана с погрешностью измерения входящего в расчетную формулу радиуса лазерного луча в области взаимодействия.

#### Л и т е р а т у р а

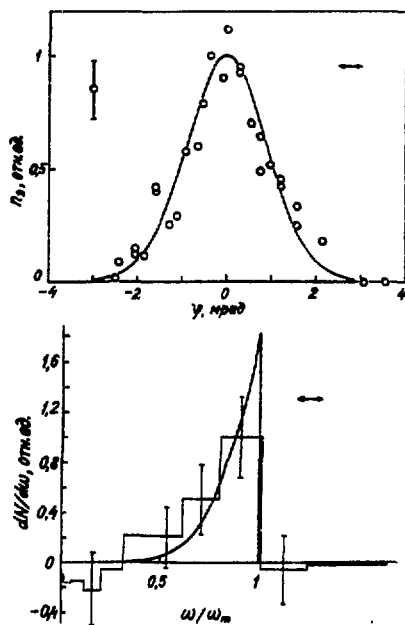
1. I. Sands. Nuovo Cimento XV, 599, 1960.
2. З.Л.Артемова, Е.М.Мороз, К.Н.Шорин, А.С.Яров. Труды Пятого всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 5 - 7 октября 1976г.), том II, стр. 24. М. "Наука", 1977.
3. Ф.Р.Арутюнян, В.А.Туманян. ЖЭТФ 44, 2100, 1963.  
Ф.Р.Арутюнян, И.И.Гольдман, В.А.Туманян. ЖЭТФ 45, 312, 1963.
4. О.Ф.Куликов, Ю.Я.Тельнов, Е.И.Филиппов, М.Н.Якименко. ЖЭТФ 56, 115, 1969; Письма в ЖЭТФ 9, 519, 1969.
5. Р.Милберн. Международная конференция по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях (Дубна, 1967), т.4, стр.322. ВИНТИ, 1967.
6. Р. Андерсон и др. XV Международная конференция по физике высоких энергий, (Киев, 1970), т.1, стр.355. ОИЯИ, 1970.
7. А.В.Пешков и др. Разработка и практическое применение электронных ускорителей. Материалы Всесоюзной конференции (Томск, 1975), стр. 223. Издательство Томского университета, 1975.



Р и с.1. Расчетная зависимость времени жизни пучка электронов от параметров рабочего режима синхротрона ФИАН.



Р и с.2. Результаты эксперимента по оптимизации времени жизни пучка электронов в синхротроне ФИАН.



Р и с.3. Вверху: горизонтальное угловое распределение "лазерного" гамма-пучка, внизу: энергетический спектр гамма-пучка. Падающее лазерное излучение поляризовано в плоскости электронной орбиты.



## РАБОТЫ С СИНХРОТРОННЫМ И ОНДУЛЯТОРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ НА СИНХРОТРОНЕ СИРИУС

А. Н. Диденко, А. В. Ложевников, А. Ф. Медведев, И. М. Никитин, А. А. Скрипников,  
Н. А. Тимченко

НИИ ядерной физики при Томском политехническом институте

Использование синхротронного излучения (СИ) в физических исследованиях на синхротроне СИРИУС началось после сооружения в 1975 г. экспериментального зала площадью  $100 \text{ м}^2$ , предназначенного для работ с СИ. В настоящее время в зал введены и эксплуатируются два вакуумных оптических канала СИ [1]. Расстояние от точки излучения на орбите синхротрона до спектральной аппаратуры в экспериментальном зале составляет  $10 \pm 12$  метров. Горизонтальный угловой размер пучка СИ на выходе каждого канала равен 4 мрад.

Для уменьшения загрязнения вакуума углеводородами в оптических каналах, спектральной аппаратуре и экспериментальных камерах используются безмасляные средства откачки: цеолитовые, турбомолекулярные и электроразрядные вакуумные насосы. Поскольку камера синхротрона откачивается диффузионными вакуумными насосами, то для уменьшения проникновения паров масла по оптическим каналам в последних связаны пролетная азотная ловушка, эффективность которой составляет около  $10^3$ .

Общий вид оборудования в экспериментальном зале показан на рис. 1. На обоих каналах установлены вакуумные монохроматоры нормального падения: на канале I — серийный монохроматор ЗМР-2, модернизированный для работы с СИ, позволяет работать в спектральной области от 500 до 2500 Å, на канале II — монохроматор с вертикальной плоскостью дисперсии для спектральной области от 400 до 1600 Å. На канале I проводятся эксперименты по спектроскопии отражения и квантового выхода. На канале II кроме этих экспериментов проводятся исследования поверхностей различных материалов методом фотоэлектронной спектроскопии.

Для эффективного использования СИ большое значение имеет выбор оптимальной системы для монохроматизации и фокусировки пучка СИ. Однако выпускаемые промышленностью спектральные приборы, работающие в области вакуумного ультрафиолета (ЗУФ), не позволяют в полной мере использовать все полезные свойства СИ из-за ряда его особенностей. Так, малая угловая расходимость СИ и значительная удаленность источника от спектрального прибора требуют либо использовать серийный прибор со снятой входной щелью и с заменой стандартной дифракционной решетки на решетку с удвоенным радиусом, либо предварительно фокусировать СИ на входную щель прибора фокусирующим зеркалом.

Анализ работы вакуумного монохроматора ЗМР-2 без входной щели и с решеткой удвоенного радиуса показал, что при такой оптической схеме значительно ухудшается разрешение монохроматора. Поэтому при установке монохроматора ЗМР-2 на канал СИ реализован вариант с предварительной фокусировкой излучения на входную щель. СИ падает под углом  $60^\circ$  на сферическое вогнутое зеркало радиусом 2 м, имеющее покрытие из золота. На входной щели монохроматора, которая расположена в меридиональном фокусе зеркала, находится изображение источника в виде вертикальной полосы шириной 0,5 мм. Это изображение служит виртуальным источником света для прибора. В такой схеме обеспечивается работа монохроматора ЗМР-2 в расчетных условиях и достигается предельное разрешение 1 Å при ширине входной и выходной щелей в 0,5 мм. Кроме того, зеркало отсекает ко-

ротковолновую часть СИ, что увеличивает срок службы решетки и повышает отношение сигнал/шум при проведении спектральных измерений. Измерительная камера, которой комплектуется серийный ВМР-2, заменена рефлектометром, позволяющим снимать спектры отражения и квантового выхода с массивных образцов при углах падения от 5 до 85° в двух взаимно перпендикулярных плоскостях поляризации.

Монохроматор нормального падения на канале П работает без входной щели по видеоизменной монтажке Водсворта [2] с вертикальной плоскостью дисперсии. В этом монохроматоре используется дифракционная решетка с 2400 штр/мм и метровым радиусом кривизны, покрытая слоем родия. Угол между направлениями падающего и отраженного пучков света составляет 11°. Ось вращения решетки смещена относительно центра решетки на 30 мм. Такой эксцентриситет позволяет скомпенсировать расфокусировку дифрагированного луча относительно выходной щели в рабочем интервале длин волн. Для калибровки монохроматора по длинам волн и измерения абсолютной интенсивности излучения использовалась двойная ионизационная камера, устанавливаемая за выходной щелью и заполняемая аргоном до давления порядка 10 Па. Результаты измерения показали, что предельное разрешение монохроматора составляет 1 Å, а максимальная интенсивность излучения за выходной щелью находится на длине волны 850 Å и составляет величину  $1,2 \cdot 10^9$  фотонов/имп. Å. Монохроматор оборудован сверхвысокоточной измерительной камерой, в которой можно снимать спектры отражения и квантового выхода при различных углах падения излучения на образец, а также спектры распределения фотоэлектронов по энергиям с помощью малогабаритного анализатора с тормозящим полем, имеющим энергетическое разрешение  $E/\Delta E \approx 100$ . Детекторами ВУФ и фотоэлектронов служат каналные умножители типа ЗСЗ-5.

Проводимые на синхротроне СИРИУС исследования с использованием СИ на базе описанной выше экспериментальной техники можно разделить на 3 группы:

1. Изучение влияния технологической обработки на поверхность ниобия и его сплавов [3]. Снимались спектры отражения и фотоэмиссии ниобия, прошедшего различные этапы технологической обработки, и по этим данным определялись такие характеристики, как, например, действительная и мнимая части функции диэлектрической проницаемости для поверхности ниобия с различной степенью окисления. Совмещая этот метод с Оже-спектроскопией, удалось связать зависимости этих величин с элементным и химическим составом поверхности образца.

2. Изучение электронных состояний на границе металл-полупроводник и диэлектрик-полупроводник методом фотоэлектронной спектроскопии.

3. Изучение влияния интенсивного вакуумного ультрафиолета на некоторые материалы. Так, например, изучалось изменение отражающих свойств терморегулирующих покрытий под воздействием ВУФ. Другим примером такого типа исследований является изучение стойкости различных покрытий дифракционных решеток, работающих с СИ.

В настоящее время во многих исследовательских центрах, использующих СИ для физических экспериментов, рассматривается вопрос о применении магнитных ондلياتоров для генерации излучения в рентгеновской области спектра и в ЗУФ. С целью подробного исследования основных характеристик ондляторного излучения и его использования в области ЗУФ на синхротроне СИРИУС в одном из прямолинейных участков орбиты был установлен плоский магнитный ондлятор, имеющий 10 элементов периодичности. Длина каждого элемента 70 мм. Магнитное поле, перпендикулярное плоскости орбиты, создается в каждом элементе парой однонитковых обмоток при протекании через них полуволны синусоидального тока длительностью 0,7 нс. Амплитуда импульса тока регулируется от 1 до 20 кА, что позво-

ляет получать на оси ондулятора амплитудное значение напряженности магнитного поля от 0,15 до 3 кЭ.

На этой установке был измерен спектр ондуляторного излучения для различных значений напряженности магнитного поля в ондуляторе [4]. Показано, что спектр имеет квазилинейчатый характер. С увеличением магнитного поля в ондуляторе при постоянной энергии электронов положения первой гармоники излучения сдвигаются в длинноволновую область и в спектре увеличивается доля высших гармоник. Общая интенсивность увеличивается с ростом магнитного поля.

На рис. 2 приведено угловое распределение ондуляторного излучения на фиксированной длине волны. Длина волны  $\lambda = 500$  нм и спектральный интервал  $\Delta\lambda = 12$  нм определяется интерференционным светофильтром, через который проходило регистрируемое излучение. Напряженность магнитного поля в ондуляторе составляла 398 Э. По горизонтальной оси отложен приведенный угол  $\psi$  [5]. Распределения 1 (в горизонтальной плоскости) и 2 (в вертикальной плоскости) соответствуют первой гармонике  $\nu = 1$ , а распределение 3 - гармонике  $\nu = 0,5$  в вертикальной плоскости. Пунктирными линиями показано теоретическое угловое распределение для этих гармоник. Значительное уширение экспериментального распределения 3 объясняется влиянием углового разброса электронов в пучке [5].

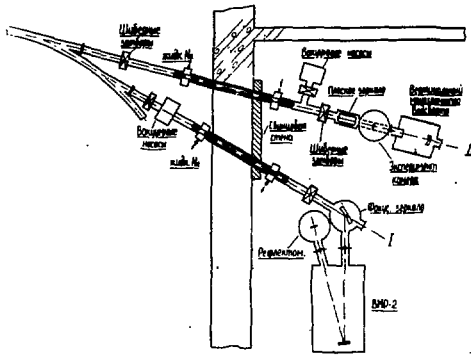
На рис. 3 представлены фотографии углового распределения  $\sigma$  (а) и  $\pi$  (б) компонентов поляризации ондуляторного излучения, полученные при одной и той же длине волны 500 нм и при различных энергиях электронов. При большом значении энергии первая гармоника на данной длине волны занимает кольцевую зону большого диаметра (1). С уменьшением энергии диаметр кольцевой зоны уменьшается, а её ширина увеличивается (2 и 3). При дальнейшем уменьшении энергии первая гармоника выходит из полосы пропускания светофильтра и становится видимой вторая гармоника (4).  $\sigma$ -компонент второй гармоники имеет вид двух сегментов, симметричных относительно вертикальной плоскости. С уменьшением энергии диаметр кольцевой зоны сегментов уменьшается. Аналогичный процесс стягивания кольцевых зон наблюдается и у  $\pi$ -компонента излучения (1 + 5, б).

Как и следовало ожидать, угловое распределение первой гармоники совпадает с мгновенным угловым распределением синхротронного излучения. Особенно хорошо это видно на примере углового распределения  $\pi$ -компонента, которое характеризуется наличием четырех максимумов, симметричных относительно оси движения.

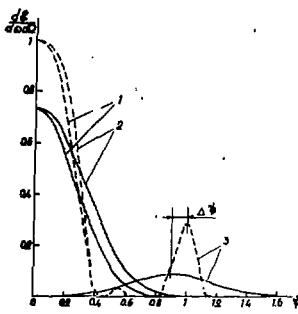
Характерной особенностью углового распределения второй гармоники является наличие двух максимумов интенсивности у  $\sigma$ - и шести максимумов у  $\pi$ -компонента излучения (4б). При меньшей энергии электронов в кольцевую зону второй гармоники на данной длине волны попадает только два максимума  $\pi$ -компонента (5б). Их появление вызвано первой гармоникой продольных колебаний электрона в ондуляторе. Снимок 5б получен при выключенном ондуляторе.

#### Л и т е р а т у р а

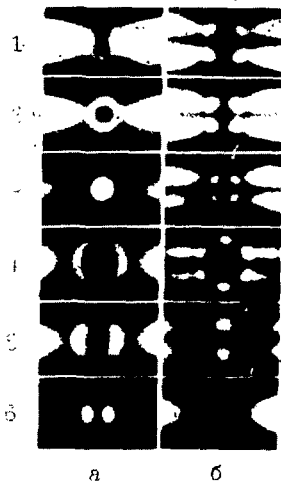
1. Диденко А.Н., Кожевников А.В., Никитин М.М., Тимченко Н.А. ПТФ, 1974, №4, 20.
2. M.S.Skibowski, W.Steinmann. Journ. Opt. Soc. Amer., 1967, 57, 112.
3. Кожевников А.В., Михайлов Л.Д., Тимченко Н.А. Труды НИИ ядерной физики электроники и автоматики, вып. 5, стр.36, М., "Атомиздат", 1975.
4. Диденко А.Н., Кожевников А.В., Медведев А.Ф., Никитин М.М. Письма в ЖТФ, 1978, 4, вып. 12, 689.
5. Никитин М.М., Эпт В.Н. ЛТФ, 1976, 46, 2386.



Р и с. 1. Схема расположения оборудования для работ с СИ в экспериментальном зале.



Р и с. 2. Угловое распределение ондуляторного излучения. Сплошные линии - эксперимент, пунктирные - численный расчет: 1 - в горизонтальной плоскости для гармонике  $\nu = 1$ , 2 - в вертикальной плоскости для той же гармонике, 3 - в вертикальной плоскости для гармонике  $\nu = 0,5$ .



Р и с. 3. Фотографии углового распределения компонентов поляризации ондуляторного излучения, полученные для длины волны 500 нм при различной энергии электронов (1 ÷ 6): а -  $\sigma$ -компонент, б -  $\pi$ -компонент. Фотография 6б получена при выключенном ондуляторе и показывает только синхротронное излучение с краевых участков заворачивающихся магнитов.

О ПРЕДЕЛЬНОЙ МОЩНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО КЛИСТРОНА

Н. А. Винокуров, А. Н. Скринский

Институт ядерной физики СО АН СССР

В работе /1/ (см. также /2/) нами было предложено видоизменение лазера на свободных электронах /3,4/ — оптический клистрон. Данная работа является кратким обзором работ /1,5,6/ в которых обсуждаются возможности нового прибора.

1. Устройство оптического клистрона (ОК) схематически изображено на рис. 1.

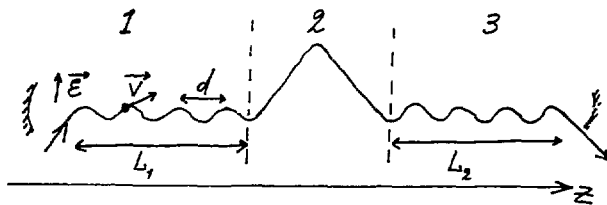


Рис. 1.

При движении ультрарелятивистских электронов с энергией  $E = \gamma mc^2$  в первой плоской магнитной змейке (1) с периодом  $d$  и длиной  $L_1$ , под действием линейно поляризованной электромагнитной волны с длиной  $\lambda = d(\frac{1}{2}\gamma^2 + \alpha_0^2/4)$  ( $\alpha_0$  — амплитуда колебаний угла между скоростью электрона и его средней скоростью  $\bar{V}$ , направленной вдоль оси  $Z$ ), распространяющейся параллельно движению электронов, т.е. вдоль оси  $Z$ , происходит модуляция энергии  $E = E_0 + \frac{1}{2} e E L_1 \alpha_0 \cos[k(z - \bar{V}t) + \varphi]$  где  $E$  — амплитуда поля волны,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ . После пролета группирующих магнитов (2) с зависимостью пути электронов от энергии, описываемой коэффициентом  $\frac{dZ}{dE}$ , модуляция энергии вызывает модуляцию продольной плотности электронов, амплитуда первой (комплексной) гармоники которой дается выражением  $|B_{\varphi}| = \exp[-\frac{1}{2}(k \frac{dZ}{dE} \sigma)^2] \gamma_1 (\frac{1}{2} k \frac{dZ}{dE} e E L_1 \alpha_0)$  ( $\sigma$  — начальная дисперсия электронов по энергии). Сгруппированные таким образом электроны, пролетая через вторую змейку (3) длиной  $L_2$ , под действием той же волны изменяют свою среднюю энергию на величину

$$\langle \Delta E \rangle = \frac{1}{2} e E L_2 \alpha_0 \gamma_1 \left( \frac{1}{2} k \frac{dZ}{dE} e E L_1 \alpha_0 \right) \exp[-\frac{1}{2} (k \frac{dZ}{dE} \sigma)^2] \cos \varphi_0, \quad (1)$$

где  $\varphi_0$  определяется "разностью хода" волны и электронов в группирующей секции (2) и регулируется малым изменением поля в группирующих магнитах. Таким образом, электроны при  $\cos \varphi_0 > 0$  отдают часть своей энергии волне и усиливают её. Если на пути волны поставить два зеркала, т.е. поместить её в оптический резонатор, то появляется обратная связь и возможна генерация электромагнитного излучения. Условие генерации имеет вид  $(1+G)K_1 K_2 > 1$ , где

$K_1$  и  $K_2$  - коэффициенты отражения зеркал,

$$G = \pi \frac{eJ}{Sc} L_1 L_2 d_0^2 K \frac{dE}{dE} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(K \frac{dE}{dE} \sigma\right)^2\right] \cos \varphi_0 \quad (2)$$

- усиление за пролет,  $J$  - электронный ток,  $S$  - эффективная площадь поперечного сечения, которая совпадает с площадью поперечного сечения светового пучка, если поперечный размер последнего превышает поперечный размер электронного пучка.

Выбирая величину поля в группирующих магнитах такой, чтобы выполнялись условия  $K \frac{dE}{dE} \sigma = 1$ ,  $\cos \varphi_0 = 1$ , получим наибольшее значение усиления

$$G_{\max} = \frac{\pi}{\sqrt{2.72}} \frac{eJ d_0^2 L_1 L_2}{Sc \sigma} \quad (3)$$

Заметим, что усиление  $G_{\max}$  отличается от аналогичного коэффициента для лазера на свободных электронах на множитель порядка  $\frac{Ed}{16L}$ , т.е. может быть на 2-3 порядка больше. На столько же порядков меньше пороговый ток генерации оптического клистрона.

2. В описанном в /3/ эксперименте в качестве источника электронов использовался линейный ускоритель. Однако большие средние токи и большие энергии, а, значит, меньшие длины волн, легче получить на электронных накопителях.

Пусть ОК установлен в прямолинейный промежуток накопителя, а расстояние между зеркалами равно  $\frac{\pi}{2n}$  ( $n$  - целое,  $\pi$  - периметр накопителя). Тогда поле в оптическом резонаторе, как и в /3/, будет иметь вид пакета с длиной, равной длине электронного сгустка  $l$ , и в усиление  $G$  войдет не средний ток  $J$ , а пиковый  $J = J \frac{\pi}{l}$ . Число  $n$  должно быть по возможности небольшим, так как условие генерации в этом случае, имеет вид:

$$(1+G)(K_1 K_2)^n > 1. \quad (4)$$

Поэтому мы положим  $n = 1$ . Кроме того, будем считать, что длина сгустка  $l$  достаточно велика по сравнению с разностью хода  $\frac{1}{2} \frac{dE}{dE} E$  волны и электронов в группирующей секции. При необходимости разность хода может быть сделана равной нулю соответствующим изменением орбиты электронов в ОК и установкой дополнительных зеркал в оптический резонатор.

За один оборот пучка в накопителе коротковолновая модуляция продольной плотности частиц и их энергии полностью исчезает, во-первых, из-за наличия энергетического разброса и зависимости частоты обращения  $f_0 = \frac{c}{\pi l}$  от энергии частиц и, во-вторых, из-за быстрых синхротронных колебаний /7/. Поэтому рост энергетического разброса в пучке вследствие действия поля в оптическом резонаторе на электроны имеет диффузионный характер /5,8/. Из этих соображений можно получить (см. /5/) простую оценку сверху для средней генерируемой мощности

$$\bar{P}_{\max} \approx \frac{J}{e} \frac{G_{\max}}{2 \sqrt{2.72} f_0 \tau}, \quad (5)$$

где  $G_{\max}$  - предельно допустимый для данного накопителя энергетический разброс,  $\tau$  - время затухания продольных колебаний. В режиме с модуляцией добротности оптического резонатора можно получить большую импульсную мощность. В этом случае в (5) следует подставить вместо  $\tau$  время нарастания поля в ОК:

$$\bar{P}_{\max \text{ или }} \approx \frac{\bar{y}}{e} \frac{\sigma_{\max}}{2\sqrt{2.42}} [K_1 K_2 (1+G) - 1]. \quad (6)$$

Очевидно, что длительность такого импульса равна  $f_0^{-1} [K_1 K_2 (1+G) - 1]^{-1}$ , следовательно, полная энергия в импульсе равна

$$W_{\text{имп}} \approx \frac{1}{2\sqrt{2.42}} N \sigma_{\max}, \quad (7)$$

где  $N$  - число частиц в накопителе ( $\bar{y} = N e f_0$ ). Подстановка в формулы (5) и (7) реальных для накопителей цифр показывает, что  $\bar{P}_{\max}$  не может превышать десятков ватт, а  $W_{\text{имп}}$  - несколько джоулей.

3. При установке ОК на линейный ускоритель электронов <sup>/6/</sup> предельная мощность достигается при практически полной группировке пучка ( $|R_p/p_0| \sim 1$ ) и совпадает по порядку величины с установившимся значением мощности когерентного излучения полностью сгруппированного электронного пучка, проходящего через змейку длиной  $L_2$ , помещенную в оптический резонатор. Простые оценки <sup>/6/</sup> показывают, что

$$P_{\max} \approx \gamma^2 \frac{2\pi (\alpha_0 L_2)^2}{(1 - K_1 K_2) c S}. \quad (8)$$

Аналогично умножительному клистрону ОК можно использовать для генерации излучения на высших гармониках (см. также <sup>/9, 10/</sup>).

Отметим, что выражение (8) справедливо только при не слишком больших длинах  $L_2$  (а, следовательно, при не слишком больших мощностях), когда еще можно пренебречь влиянием поля волны во второй змейке на первую гармонику электронной плотности. В случае длинной второй змейки амплитуда первой гармоники электронной плотности  $|R_p|$  и сдвиг её фазы относительно фазы волны изменяются вдоль змейки, что уменьшает эффективность торможения электронов. Как известно <sup>/8, 10-12/</sup>, тем же эффектом ограничена мощность лазера на свободных электронах. Исходя из этих соображений, к (8) следовало бы добавить ограничение

$$P_{\max} \leq \frac{d}{L_2} \cdot \frac{E \gamma}{e}. \quad (9)$$

Однако это ограничение можно преодолеть, если сделать шаг второй змейки  $d_2$  убывающим вдоль хода пучка. Тогда энергия частицы, сдвиг фазы колебаний которой относительно фазы волны остается постоянным вдоль змейки, (т.е. равновесной частицы) дается выражением

$$E_s(z) = mc^2 \sqrt{\frac{d_2(z)}{2\lambda} \left[ 1 + \frac{(\alpha_0 \gamma)^2}{2} \right]}, \quad (10)$$

а уравнения движения неравновесной частицы запишутся в виде

$$\frac{dE}{dz} = \frac{1}{2} e E d_0 \cos \varphi - \frac{dE_s}{dz}, \quad (11)$$

$$\frac{d\varphi}{dz} = - \frac{4\pi}{d_2(z)} \cdot \frac{E}{E_s(z)},$$

где  $E = E - E_s(z)$ . Уравнения (11) с точностью до обозначений совпадают с уравнениями синхротронных колебаний (см., например, <sup>/7/</sup>). Из (11) видно, что

при  $\frac{1}{2} e E_0 > \frac{dE_s}{ds}$  вокруг равновесной частицы образуется движущаяся область автофазировки. Подбирая  $\varphi_0$  (см. формулу (1)), можно добиться попадания электронных сгустков, сформированных в группирующей секции, внутрь этих областей автофазировки. Пспав в область автофазировки, сгусток не может ни расфазироваться, ни сдвинуться по фазе относительно волны. В этом случае нет ограничения (9) на длину змейки  $L_2$  и мощность  $P_{max}$ . Выражение (8) остается справедливым, если домножить его правую часть на  $(\cos \varphi_s)^2$ , где  $\varphi_s$  — равновесная фаза. Электронный к.п.д. такого ОК может быть порядка единицы. Отметим, что вместо периода  $d_2$  можно уменьшать вдоль второй змейки величину угла  $\alpha_0$  или регулировать продольную скорость электронов каким-либо другим способом.

В заключение следует отметить, что выше были рассмотрены лишь ограничения, которые накладывает на предельную мощность динамика электронов в ОК. Возможно, что другие причины (например, разрушение зеркал оптического резонатора) не позволят получить довольно большие значения мощности и к.п.д., следующие из (8). Однако даже в случае низкого электронного к.п.д. ОК его можно существенно повысить, применяя рекуперацию энергии электронного пучка, выходящего из ОК<sup>16/</sup>.

#### Л и т е р а т у р а

1. Винокуров Н.А., Скринский А.Н. Препринт ИЯФ 77-59, Новосибирск, 1977.
2. Винокуров Н.А., Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Серпухов, 1977, т.2, стр. 454.
3. L.R.Elias et al. Phys.Rev.Lett., v. 36, 717 (1976).
4. D.A.Deacon et al. Phys.Rev.Lett., v. 38, 892 (1977).
5. Винокуров Н.А., Скринский А.Н. Препринт ИЯФ 77-67. Новосибирск, 1977.
6. Винокуров Н.А., Скринский А.Н. Препринт ИЯФ 78-91, Новосибирск, 1978.
7. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей. М., Физматгиз, 1962.
8. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Серпухов, 1977, т.2, стр.446.
9. P.L.Sconka. Wiggler magnets. SSRP Report, No. 77/05 (May 1977), p.11-170.
10. Алферов Д.Ф., Бессонов Е.Г. Препринт ФИАИ № 162 (1977).
11. V.N.Baier, A.I.Milstein. Phys.Lett., v. 65A, 319 (1978).
12. F.A.Hopf et al. Phys.Rev.Lett., v. 37, 1342 (1976).



**ДИНАМИКА ЧАСТИЦ  
В УСКОРИТЕЛЯХ И НАКОПИТЕЛЯХ**

**Председатель: А.А. Коломенский**  
**Секретарь: В.Ф. Шевцов**

**В - II**

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ПОЛУЧЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ  
В УСКОРИТЕЛЯХ И НАКОПИТЕЛЯХ

Л.С.Дербенев, А.М.Кондратенко

Институт ядерной физики СО АН СССР

В накопителях и циклических ускорителях традиционного типа обеспечение поляризации пучка при высоких энергиях затрудняется эффектами, связанными, главным образом, с зависимостью частоты прецессии спина от энергии. В работе рассматриваются способы управления этой зависимостью с помощью дополнительных полей, вводимых в прямолинейные промежутки. В частности, использование переворотов спина вокруг направлений, лежащих в плоскости орбиты, позволяет устранить зависимость эффективной частоты прецессии от энергии. Приводятся возможные схемы, обеспечивающие сохранение поляризации при ускорении. В стационарных условиях для электронов и позитронов методом переворотов спина в промежутках удается существенно подавить деполаризирующее влияние квантовых флуктуаций энергии при излучении.

В последнее время усиливается интерес к проведению экспериментов с поляризованными частицами высоких энергий в накопителях и ускорителях<sup>/1/</sup>. По современным представлениям, такие эксперименты могут дать важную информацию о природе взаимодействий и структуре элементарных частиц.

На сегодня, по-видимому, единственным способом получения поляризованных протонов (антипротонов) высоких энергий остается получение этих частиц в поляризованном состоянии при сравнительно низких энергиях с последующим ускорением. Существующие и проектируемые источники поляризованных протонов дают интенсивности, представляющие практический интерес<sup>/1-3/</sup>. Уже можно ставить задачу получения поляризованных пучков протонов примерно той же интенсивности, что и неполяризованных. Такая возможность открывается с применением перезарядной инжекции поляризованных протонов в циклический ускоритель и накоплением их с помощью электронного охлаждения<sup>/3/</sup>. Можно надеяться получать поляризованные антипротоны (протоны) с помощью ядерного рассеяния на поляризованной мишени с применением электронного охлаждения для компенсации многократного кулоновского рассеяния<sup>/4/</sup>.

Для электронов и позитронов существует естественный механизм радиационной поляризации. В некоторых случаях более эффективным может оказаться способ поляризации встречными поляризованными фотонами, например, лазерным излучением<sup>/5,6/</sup>. Не следует исключать и возможность ускорения этих частиц в поляризованном состоянии из источника<sup>\*)</sup>.

Общей задачей для ускорителей и накопителей как легких, так и тяжелых частиц является устранение эффектов деполаризации, связанных с искажениями магнитной системы и неоднородностью поля. Теоретические и экспериментальные

---

\*) Недавно был предложен способ получения поляризованных позитронов и электронов рождением пар при столкновениях встречных поляризованных фотонов<sup>/7/</sup>.

исследования последних лет дают основания для оптимизма в данном вопросе. Краткому обзору известных и новых возможностей повышения устойчивости поляризации посвящен этот доклад.

### Ускорение поляризованных частиц

Деполаризация при ускорении происходит из-за пересечения большого числа резонансов между частотой прецессии спина в основном поле (пропорциональной энергии) и частотами возмущающих полей на траектории частиц.

В обычной ситуации с вертикальным по всей орбите полем при ускорении частиц, вообще говоря, проходятся резонансы (мы пока отвлекаемся от медленных синхротронных колебаний):

$$\dot{\nu}_0 \equiv \gamma \dot{\theta} \approx \dot{\nu}_k \equiv K_z \dot{\nu}_z + K_x \dot{\nu}_x + K_\theta,$$

где  $2\pi\gamma\dot{\theta}$  - угол поворота спина относительно скорости вокруг вертикального направления за оборот частицы в ускорителе ( $\gamma$  - релятивистский фактор,  $\dot{\theta} = (g-2)/2$  - отношение аномальной части гиромагнитного отношения к нормальной),  $\dot{\nu}_z$  и  $\dot{\nu}_x$  - число вертикальных и радиальных бетатронных колебаний на обороте,  $K_z, K_x, K_\theta$  - целые числа. После прохождения каждого резонанса, при обычно выполненном условии размешивания по фазам прецессии спина вокруг поляризации<sup>\*</sup>, связь средних вертикальных проекций определяется формулой<sup>9,10</sup>:

$$\langle S_z^+ \rangle = \langle (2e^{-2J_k} - 1) S_z^- \rangle,$$

где параметр  $J_k = \pi |\omega_k|^2 / (4|\dot{\nu}_0 - \dot{\nu}_k|)$  определяется скоростью прохождения резонанса  $\dot{\nu}_0 - \dot{\nu}_k$  и его мощностью  $|\omega_k|$  ( $\pi |\omega_k|^{-1}$  - время переворота вертикальной поляризации в точном резонансе).

Изменение степени поляризации может быть малым при быстром ( $J_k \ll 1$ ) либо при медленном прохождении ( $J_k \gg 1$ ). Условием сохранения поляризации после ускорения является

$$4 \sum_{J_k \ll 1} J_k + 2 \sum_{J_k \gg 1} e^{-2J_k} \ll 1 \quad (I)$$

Промежуточные прохождения должны быть исключены, так как они заведомо приводят к потере поляризации пучка.

При медленном прохождении резонанса  $\dot{\nu}_0 = \dot{\nu}_k$  важно учитывать синхротронные колебания энергии, приводящие к серии модуляционных резонансов. Эти дополнительные резонансы также следует включить в условие (I), где величины  $J_k$  будут определяться и параметрами модуляции энергии.

При невысоких энергиях можно использовать достаточно быстрые прохождения, компенсируя гармоники целых резонансов  $\dot{\nu}_0 = K_\theta$  и применяя систему, обеспечивающую скачки бетатронных частот в моменты прохождения резонансов с бетатронными гармониками<sup>11</sup>. С помощью таких приемов Аргоннской группе удалось ускорить поляризованные протоны до максимальной энергии ускорителя 12 ГэВ<sup>12</sup>.

\*). Размешивание горизонтальных компонент спина может не успеть произойти за время ускорения в электронных ускорителях на небольшие энергии. В этом случае после прохождения когерентных резонансов  $\dot{\nu}_0 = K_\theta$  происходит лишь изменение направления поляризации, а не уменьшение её степени<sup>8</sup>.

Деполаризацию можно также предотвратить, используя медленное прохождение ( $J_k \gg I$ ). Простое уменьшение скорости пересечения резонанса может быть мало полезным из-за недостаточной степени знания и контроля несовершенств магнитной системы; кроме того, при этом оставалась бы большая вероятность промежуточного прохождения модуляционных резонансов. Другим способом перехода к адиабатическому прохождению является увеличение мощностей резонансов преднамеренным введением возмущающих полей, так что резонанс фактически оказывается отодвинутым на расстояние, определяемое мощностью гармоник введенного поля<sup>/13/</sup>. Это нетрудно реализовать для устранения деполаризации на целых резонансах  $\nu_0 = K_0$ , так как при этом можно применить стационарные поля. Такой прием использовался на электрон-позитронном накопителе ВЭПП-2М (Новосибирск), чтобы избежать деполаризации пучка на резонансе  $\nu_0 = 1$  при изменении энергии в эксперименте<sup>/14/</sup>.

Не исключено, что использованием совокупности перечисленных приемов удастся продвинуться по энергии поляризованных протонов значительно выше достигнутого значения 12 ГэВ. Однако трудности будут быстро возрастать из-за увеличения числа резонансов, их мощностей и разброса частот прецессии.

2. Более универсальными и перспективными в области больших энергий являются способы, основанные на существенной перестройке спинового движения. При введении в промежутки ускорителя или накопителя специальных магнитных полей достаточной величины оказывается возможным отстроиться не только от целых резонансов, но и от резонансов с бетатронными частотами<sup>/15/</sup>.

Как следует из общей теории движения спинов в циклических ускорителях и накопителях, при любой стационарной конфигурации магнитного поля всегда существует в каждом месте орбиты равновесное направление поляризации  $\vec{n}(\theta) = \vec{n}(\theta + 2\pi)$ , в общем случае изменяющееся вдоль орбиты и в не меньшей степени устойчивое, чем направление вдоль поля при движении в однородном поле. Обобщенная частота прецессии  $\nu$  (в единицах частоты обращения частиц) представляет собой угол поворота спина вокруг  $\vec{n}$  через оборот частицы, деленный на  $2\pi$ <sup>/16/</sup>.

Рассмотрим следующий пример (рис.1). Введем в прямолинейный промежуток I

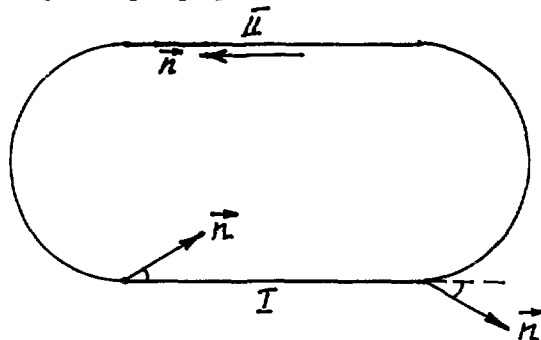


Рис.1. Схема движения спина с поворотом на  $180^\circ$  вокруг скорости в промежутке I.

продольное магнитное поле, поворачивающее спин вокруг скорости на угол  $\pi$ . Для этого требуется на длине  $l$  поле  $H_y = 21E(g\ell)^{-1}$ , где  $H_y$  - поле в Т,  $E$  - энергия в ГэВ,  $l$  - длина в метрах,  $g$  -  $g$ -фактор частицы. При изменении энергии продольное поле  $H_y$  будет изменяться пропорционально  $E$ . Продольное поле не искажает равновесной орбиты частиц, а вносимую им связь радиальных и вертикальных колебаний при необходимости можно компенсировать че-

тырьми (по две с каждой стороны участка с полем  $H_y$ ) тонкими линзами.

Нетрудно проследить, что устойчивым направлением поляризации в противолежащем промежутке II является продольное. Действительно, спин, направленный вдоль скорости, в промежутке II через оборот частицы вновь оказывается продольным. Вне промежутка I с введенным полем равновесная поляризация  $\vec{n}$  ориентирована в плоскости движения частицы и за исключением промежутка II зависит от энергии частиц. Вертикальное направление поляризации (вне промежутка I) в рассматриваемом примере оказывается неустойчивым и из-за разброса орбит частиц с течением времени исчезает. Поляризация будет устойчивой, если при инжекции пучка она ориентирована вдоль  $\vec{n}$ .

Для нахождения частоты прецессии спина  $\nu$  достаточно проследить за движением спина, ориентированного поперек  $\vec{n}$ . Так, спин ориентированный в промежутке II в вертикальном направлении (поперек орбиты), через оборот частицы оказывается перевернутым, т.е. поворачивается вокруг  $\vec{n}$  на угол  $\pi$ . Таким образом, дробная часть частоты прецессии оказывается всегда равной половине при любой энергии частицы:  $\cos \pi \nu = 0$ . Этим рассмотренный пример кардинально отличается от обычного случая всяду вертикального магнитного поля, в котором частота прецессии  $\nu = \gamma B$  непрерывно возрастает с энергией и имеет разброс  $\Delta \nu = \Delta \gamma$ .

Подчеркнем, что малые отклонения магнитной системы от описанной идеализированной могут приводить лишь к незначительному возмущению направления равновесной поляризации и сдвигу частоты прецессии.

Включение дополнительных полей возможно до инжекции частиц в ускоритель (в данном примере частицы при этом инжектируются продольно-поляризованными в промежуток II). Возможно включение этих полей и в процессе ускорения.

Таким образом, в рассматриваемом примере спиновые резонансы оказываются невозможными, и степень поляризации пучка сохранится при ускорении.

Отметим, что избежать данной серии спиновых резонансов можно и при меньших значениях угла поворота  $\psi$  спина в промежутке I. Резонансы  $\nu = K_2 \nu_2 + K_x \nu_x + K_y$  становятся невозможными при выполнении условия  $|\cos(\psi/2)| < |\cos \pi (K_2 \nu_2 + K_x \nu_x)|$ .

3. При высоких энергиях ( $\gamma \gg 1$ ) для поворота спина в промежутке I вокруг горизонтального направления рационально использовать вместо продольного магнитного поля поперечные к скорости поля. Для поворота спина однородным полем  $H$  на длине  $l$  требуется 5,4 Т х м для протонов и 4,5 Т х м для электронов независимо от энергии. Однако введение радиального поля внесло бы существенное искажение орбиты на основных участках ускорителя. Требования поворота спина на заданный угол и восстановления орбиты на выходе из промежутка можно совместить, если использовать меняющиеся вдоль орбиты, по направлению поля. Некоторые примеры поворота спина на угол  $\pi$  полями, составленными из участков с однородными полями, изображены на рис. 2, 3. Для этих же целей можно использовать винтовое поперечное магнитное поле с целым числом периодов  $N$ . Для поворота на угол  $\pi$  спина в промежутке I требуется  $Hl = 5,4 \sqrt{1+4N}$  Т х м для протонов и  $4,5 \sqrt{1+4N}$  Т х м для электронов. В частности, при  $N = 1$  требуется  $Hl = 12$  Т х м для протонов и 10 Т х м для электронов. Устойчивое периодическое направление  $\vec{n}$  в промежутке II при этом лежит в плоскости орбиты и составляет со скоростью угол, равный  $\arctg(\sqrt{1+4N}/2N)$ . Частота прецессии  $\nu$  по-прежнему равна половине при любом  $N$ .

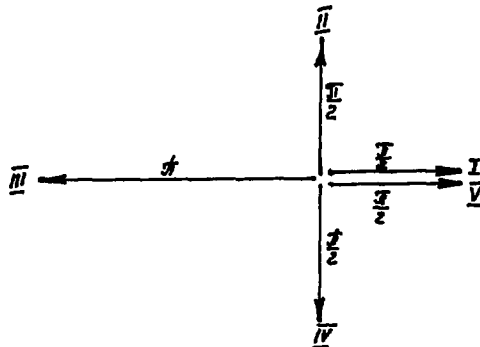


Рис.2. Схема поворота спина вокруг скорости на  $180^\circ$  поперечными полями в промежутке с восстановлением скорости частицы. Плоскость рисунка поперечна к скорости. Магнитные поля введены в пять последовательных участков. На участках I, II, IV, V спин поворачивается на  $90^\circ$  вокруг направлений полей, на участке III с радиальным полем на  $180^\circ$ . На участке III равновесная поляризация направлена вдоль поля.

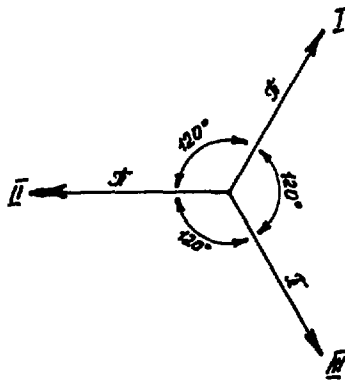


Рис.3. Схема поворота спина вокруг радиального направления на  $180^\circ$ . Поле на участке II – радиальное.

Направление скорости частиц в приведенных схемах восстанавливается с точностью порядка  $(\gamma\beta)^{-3}$  (при необходимости можно добиться и точного восстановления малой коррекцией полей). Возникающее пространственное смещение орбиты (порядка  $l/(\gamma\beta)$  в схемах рис.2, 3 и  $l/(\sqrt{1-\beta^2})$  в случае винтового поля) легко компенсируется на последующем участке однонаправленным полем с равным нулю средним значением.

Включение и выключение поворачивающих полей может производиться (адиабатически) в процессе ускорения с сохранением устойчивости спиновых и орбитального движений.

Заметим, также, что если по каким-либо причинам окажется более удобным сохранить вертикальное направление равновесной поляризации на основных участках, то для этого можно применить два переворота вокруг ортогональных горизонтальных осей в двух симметрично расположенных промежутках, используя, например, схемы рис.2 и 3. При этом  $\vec{n}(\theta)$  знакопеременно, но  $\cos\theta = 0$ .

Описанными способами можно ускорять поляризованные частицы до максимальных энергий существующих и проектируемых ускорителей и накопителей, во всяком случае, пока выполнено условие неперекрывания спиновых резонансов: т.е. пока

поворот спина возмущающими полями, связанными с несовершенством магнитной системы и свободными вертикальными колебаниями частиц, за один оборот частицы остается малым.

### Подавление квантовой деполаризации электронов и позитронов

В последнее время актуален вопрос о получении радиационно-поляризованных пучков в накопителях электронов и позитронов на энергии порядка десятков и более ГэВ. В накопителях традиционного типа в районе сотни ГэВ для устранения деполаризирующего влияния квантовых флуктуаций синхротронного излучения необходимо выполнить довольно серьезные требования на точность выполнения магнитных систем<sup>/17/</sup>. Из-за зависимости частоты прецессии от энергии наибольшую опасность представляют радиальные магнитные поля, появляющиеся, например, при случайных вертикальных смещениях фокусирующих линз или при случайных наклонах магнитов с вертикальным полем. Как следует из результатов работы<sup>/17/</sup>, скорость деполаризации  $\lambda_d$  в накопителях с всюду вертикальным полем при наличии возмущающих радиальных магнитных полей, некоррелированных между собой, равна:

$$\lambda_d = \lambda_0 \frac{11\pi^4}{54} \frac{\nu_0^4 (1 + 2 \cos^2 \pi \nu_0)}{\sin^2 \pi \nu_0} \sum_{n=1}^Q \eta_n^2 \overline{H_n^2} |F_n|^2, \quad (2)$$

где  $\lambda_0 = \frac{g}{11} \frac{d(\delta g)^2}{dt} \left( \frac{1}{\gamma} \right)^2$  - декремент радиационной поляризации,  $Q$  - число участков с радиальными полями  $H_n$  (в единицах среднего магнитного поля накопителя),  $\eta_n$  - доля орбиты, занятая  $n$ -ым участком,  $F_n$  - характеристическая функция накопителя, определяемая энергией и вертикальной фокусировкой. В накопителях с гладкой вертикальной функцией величина  $|F_n|$  примерно равна  $\nu_0^2 (\nu_0^2 - \nu_2^2)^{-1}$  ( $[\nu_0]$  - целая часть  $\nu_0$ ,  $\nu_2$  - приведенная частота вертикальных бетатронных колебаний). Формула (2) справедлива до тех пор, пока энергетический разброс частоты прецессии  $\sigma_y = \Delta \nu_0$  мал по сравнению с расстоянием между резонансами ( $\sigma_y \ll 1$ ). В области  $\sigma_y \approx 1$  скорость деполаризации резко возрастает, по крайней мере, в  $3(2\pi^2 \nu_0^3)^{-1}$  раз, если, как обычно, приведенная частота синхротронных колебаний  $\nu_0$  много меньше единицы.

Одним из возможных способов усиления роли поляризующих процессов является применение магнитных змеек с компенсацией зависимости направления равновесной поляризации в области змейки от энергии<sup>/18/</sup>. Можно предложить более универсальный способ подавления деполаризации с помощью переворотов вертикальной поляризации в четном числе промежутков на орбите. Использование многократных переворотов на орбите для повышения устойчивости спина можно сравнить с использованием жесткой фокусировки вместо мягкой для бетатронных колебаний частиц. Устойчивое направление равновесной поляризации  $\vec{P}$  на основных участках при четном числе переворотов спина остается вертикальным, однако меняющим знак после каждого переворота. При этом деполаризирующие эффекты по-прежнему будут связаны с несовершенством магнитной системы<sup>\*)</sup>.

Переворачивающие спин участки в оптимальной ситуации нужно расположить так, чтобы угол поворота спина вокруг  $\vec{P}$  на участках с основным полем накопителя равнялся нулю (для двух участков они должны быть противоположными, для 4-х расположены через четверть длины орбиты и т.д.). Таким образом, эффективная частота прецессии  $\nu$  будет определяться лишь участками с дополнительными полями и не будет зависеть от энергии. Для того, чтобы частота

\*) При нечетном числе переворотов равновесная поляризация на основных участках оказалась бы ориентированной в плоскости орбиты. Это привело бы к сильной зависимости направления  $\vec{P}$  от энергии и, следовательно, к быстрой деполаризации из-за квантовых флуктуаций энергии.

прецессии не резонировала с частотой обращения, результирующие оси вращения спина в промежутках (лежащие в плоскости орбиты) не должны быть одинаковыми на всех участках.

При симметричном выполнении накопителя поляризующее действие основного поля будет отсутствовать из-за переориентации спина. Однако поляризация может быть обеспечена лазером или введенными магнитными змейками.

Для накопителя с  $2M$  переворачивающимися спин участками ( $M \ll \nu_x, \nu_z$ ), в оптимальном случае при  $\cos \pi \nu = 0$ , формула (2) переходит в следующую:

$$(\lambda_d)_{2M} = \lambda \frac{11\pi^4}{54} \frac{\nu_0^4}{M^2} \sum_{n=1}^G \eta_n^2 \overline{H_n^2} |F_n|^2. \quad (3)$$

Здесь  $\lambda = \frac{g}{4\pi} \frac{d(\delta \nu)}{dt}$  - декремент поляризации с учетом излучения на поворачивающихся участках. В отличие от (2), формула (3) остается справедливой далеко в области  $\sigma_y \gg 1$ . Условие её применимости практически всегда очень хорошо выполнено:  $\nu_0^2 \lambda \ll M \omega_0$  ( $\omega_0$  - частота обращения частиц в накопителе).

Таким образом удается, по крайней мере в  $M^2$  раз, уменьшить влияние деполаризующих факторов и, соответственно, в  $M$  раз ослабить требования к точности выполнения магнитной системы. При этом устраняются уже при 2-х переворотах резонансная зависимость скорости деполаризации от энергии и резонансная диффузия спинов при большом энергетическом разбросе, когда  $\sigma_y \approx 1$ .

Может быть целесообразно использовать для поляризации уже введенные в прямолинейные промежутки поля, осуществляющие переворот спина. Например, можно применить конфигурацию магнитного поля, изображенную на рис.2. Участки III, на которых поле параллельно  $\vec{H}$ , делаются достаточно короткими, так, чтобы поляризующее действие излучения на этих участках III было определяющим. При этом степень равновесной поляризации

$$\zeta = \frac{8}{5\sqrt{3}} \langle (\vec{H} \vec{n})^2 \rangle / \langle H^2 \rangle$$

( $\vec{H}$  - поперечное к скорости магнитное поле) близка к максимальному значению  $8/5\sqrt{3}$ , а время поляризации уменьшается в  $\lambda/\lambda_0 = \langle H^2 \rangle / \langle H_0^2 \rangle$  раз\*).

( $H_0$  - основное поле накопителя).  
Так как переворот спина полями, изображенными на рис.2, происходит вокруг скорости, для отстройки резонанса нужно осуществить переворот вокруг другой оси на одном или нескольких участках. Например,  $\cos \pi \nu = 0$ , если на одном из участков использовать конфигурацию, изображенную на рис.3, поворачивающую спин вокруг радиального направления.

#### Л и т е р а т у р а

1. Higher Energy Polarized Proton Beams. AIP Conference Proceedings (Ann. Arbor, 1977) N° 42, New York, 1978.
2. Плис Ю.А., Сороко Л.М., УФН 107, 281 (1972).
3. Бельченко Ю.И. и др. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий (Протвино, июль 1977), том I, стр.287, Серпухов, 1977.
4. Дербенев Я.С. и др. Там же, том II, стр.55.

\* При этом происходит увеличение энергетического разброса примерно в  $\sqrt{\lambda/\lambda_0}$  раз.



5. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М., Салдин Е.Л., Препринт ИЯФ СО АН 78-64, Новосибирск (1978).
6. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М., Салдин Е.Л., Препринт ИЯФ СО АН 78-68, Новосибирск (1978).
7. Салдин Е.Л., Препринт ИЯФ СО АН 78-69, Новосибирск (1978).
8. Симонян Х.А. Труды IV Международной конференции по ускорителям, Дубна, 1963, стр.915.
9. M.Froissart, R.Stora. Nucl. Instr. and Meth. 7, 297 (1960).
10. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М., Скринский А.Н., ЖЭТФ, 60, 1216 (1971).
11. D.Cohen. Rev. Sci. Instr., 33, 161 (1962).
12. R.L.Martin Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий (Протвино, июль 1977) том II, стр.64, Серпухов, 1977.
13. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М. ДАН СССР 223, 830 (1975).
14. Дербенев Я.С. и др. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий (Протвино, июль 1977) том II стр.76, Серпухов, 1977.
15. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М., Там же том. II, стр.70.
16. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М., Скринский А.Н. ДАН СССР 192, 1255 (1970).
17. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М., Скринский А.Н. Препринт ИЯФ СО АН 77-60 (1977).
18. Дербенев Я.С. и др. "Particle Accel". 8, 115 (1978).

## ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ПУЧКОМ НА ПЛАТО ПОЛЯ 386 Э

Ю.М.Адо, В.Л.Брук, А.С.Гуревич, К.П.Ломов, Н.Г.Мамучашвили,  
Э.А.Мяз, Е.Ф.Троянов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

С целью значительного увеличения интенсивности ускоренного пучка протонного синхротрона ИФВЭ сооружается новая система инжекции [1], основной составной частью которой является бистроциклический синхротрон-инжектор на энергии 1,5 Гэв (быстрый бустер). Применение бистроциклического синхротрона в качестве инжектора предъявляет ряд требований к режиму работы основного ускорителя. Так, должно быть обеспечено постоянство магнитного поля на уровне 386 Э в течение времени инжекции пучка из бустера, которое составляет 1,5 с. Накопление пучка и его достаточно продолжительная циркуляция при постоянной энергии являются важными особенностями всего проекта увеличения интенсивности. Эти особенности определяют дополнительные требования, например, к давлению остаточного газа, характеристикам магнитного поля и к некоторым другим параметрам и устройствам ускорителя.

В настоящее время на ускорителе систематически проводится изучение динамики пучка на плато поля, соответствующем уровню поля инжекции пучка из бустера. Результаты исследований позволяют уточнить требования к системам ускорителя в связи с его предстоящей совместной работой с бустером.

Для проведения исследований с пучком система питания электромагнита ускорителя при достижении уровня поля 386 Э переводится в режим формирования "бустерного стола". Это осуществляется либо за счёт подключения к магниту вспомогательного источника, либо за счёт регулирования основной системы питания. Работа систем коррекции градиента и квадратичной нелинейности магнитного поля программируется таким образом, что от начала ускорения и до момента выхода пучка на "бустерный стол" обеспечиваются необходимая стабильность рабочей точки ( $\Delta Q < 5 \cdot 10^{-3}$ ), заданная величина хроматичности ускорителя и коррекция связи бетатронных частот. На плато поля эти характеристики, а также ряд других, могут изменяться контролируемым образом в зависимости от условий эксперимента. Большинство параметров программируется с помощью генератора функций, управляемого ЭВМ ЕС-1010 [2]. Разработан комплекс программ, который позволяет в значительной степени автоматизировать проведение исследований, особенно в случаях, требующих большой статистики или многократного изменения параметров.

При работе с бустером положение рабочей точки ускорителя ИФВЭ выбрано в районе  $Q_{rx} = 9,85$ . Однако практический интерес представляет исследование особенностей поведения пучка в довольно большом районе области устойчивости бетатронных колебаний. Следующие соображения определяют эту необходимость. В реальных условиях пучок всегда занимает некоторую область на плоскости бетатронных частот. Размеры этой области зависят от характеристик магнитного поля, интенсивности пучка и особенностей режима работы ускорителя, и для ускорителя ИФВЭ при энергии 1,5 Гэв и интенсивности  $5 \cdot 10^{13}$  протонов в сумме могут составить величину  $\Delta Q \approx 0,3$  [3,4]. Это означает, что при работе с бустером неизбежно попадание частиц в область действия достаточно сильных

бетатронных резонансов, включая параметрические. Следует также иметь в виду, что всегда существует вероятность того, что рабочая точка ускорителя может быть несколько изменена при оптимальной настройке бустерного режима.

При исследовании области неустойчивости в качестве основной величины, характеризующей поведение пучка на плато поля, бралась эффективность циркуляции, определяемая как отношение интенсивности пучка, оставшегося в камере ускорителя по истечении определенного времени, к интенсивности пучка в начале. При сканировании рабочей области перевод пучка в каждую новую рабочую точку осуществлялся автоматически после вывода его на плато поля 386 Э. Конкретный район исследований, шаг сканирования, статистика в каждой точке, временные соотношения вводились в программу в начале каждого эксперимента. Результаты сканирования выводились на цифрепечать. Как правило, использовался пучок низкой интенсивности, чтобы влияние пространственного заряда было несущественно.

Сканирование области устойчивости, ограниченной частотами  $9,2 \leq Q_{r,z} \leq 9,95$ , показало, что при существующих в ускорителе возмущениях квадратичной нормальной и "косой" составляющих магнитного поля все резонансы третьего порядка (суммовые и одномерные) губительны для пучка при времени циркуляции 1 с и более. Поскольку избежать пересечения указанных резонансов в случае работы ускорителя ИФВЭ с бустером не представляется возможным, были поставлены эксперименты по их подавлению с помощью систем коррекции магнитного поля [3]. На рис.1 показана часть области устойчивости ускорителя вблизи  $Q_{r,z} = 9,67$ . В случае б) осуществлялась коррекция резонанса  $3Q_r = 29$ ; видно, что потери на резонансе не превышают 20 - 25%, в отличие от полной потери пучка в случае, когда резонанс не корректируется (случай а). Данные по коррекции "косого" резонанса  $Q_r + 2Q_z = 29$  приведены на рис.2. Анализ корректирующих усилков показывает, что "естественная" ширина резонансов в приведенных выше примерах, соответствующая расчётным эмиттансам пучка на выходе бустера ( $E_r = 5,4$  см·мрад,  $E_z = 1,2$  см·мрад), равна  $P_{3Q_r} = 1,3 \cdot 10^{-3}$  и  $P_{Q_r+2Q_z} = 3,1 \cdot 10^{-3}$ . Эти величины в двух разных сеансах работы ускорителя сохранялись с точностью 10%.

Корректировались также параметрические резонансы  $2Q_{r,z} = 19$ . Пример коррекции резонанса  $2Q_z = 19$  показан на рис.3. При коррекции эффективность циркуляции в непосредственной близости от резонансной линии составляет 40 - 50%; "естественная" ширина резонанса  $P_{2Q_z} = 4,6 \cdot 10^{-3}$ . Коррекция параметрических резонансов  $2Q_r = 19$  и  $2Q_z = 19$  проводилась с помощью системы, позволяющей осуществлять независимую коррекцию не только указанных резонансов, но и резонансов на 20 гармонике градиента магнитного поля,  $2Q_{r,z} = 20$  [4].

Резонансы более высокого порядка также влияют на эффективность циркуляции. На рис.4 и 5 показано, как изменяется эффективность циркуляции при перемещении рабочей точки соответственно вдоль линий  $2Q_r - Q_z = 10$  (то есть примерно по направлению кулоновского сдвига бетатронных частот) и  $Q_r - Q_z = 0$ . Видно заметное действие резонансов четвертого порядка, находящихся вблизи выбранной рабочей точки. Это подтверждает необходимость их коррекции [3].

Рабочая точка ускорителя ИФВЭ выбрана таким образом, что структурные резонансы до четвертого порядка включительно отсутствуют в основной рабочей области ускорителя ( $9,5 \leq Q_{r,z} \leq 10,0$ ), однако, узел структурных резонансов пятого порядка  $mQ_r + nQ_z = 12 \times 4 = 48$  ( $m + n = 5$ ) находится в непосредственной близости от района, занимаемого пучком. Опыт работы на ускорителях показывает, что в обычных режимах ускорения резонансы пятого порядка, в том числе и структурные, не влияют заметным образом на потери пучка. В случаях же, связанных с накоплением и продолжительной циркуляцией частиц, эти резонансы (и даже более высокого порядка) начинают играть роль [5,6]. На рис.5 показана

эффективность циркуляции, снятая вдоль линии  $Q_r - Q_z = 0$  для ускорителя ИВЭ. Отчетливо видно, что в узле структурных резонансов при  $Q_r = Q_z = 9,6$  эффективность циркуляции заметно падает, в то же время резонансы этого же порядка на случайных ошибках декапольной нелинейности магнитного поля при  $Q_r = Q_z = 9,8$  видимым образом на пучок не воздействуют.

При проведении исследований рабочей области средний вакуум в камере ускорителя составлял  $(6 + 8) \cdot 10^{-7}$  Тор. Потери частиц, обусловленные рассеянием на остаточном газе при циркуляции в течении 1,5 с в области, удаленной от опасных резонансов, находятся на уровне 3% при эмиттансе пучка 1,2 см·мрад и отношении эмиттанса к аксептансу 0,65 (аксептанс искусственно ограничивался мишенью). Эти данные согласуются с расчетами, согласно которым давление в вакуумной камере не должно превышать  $2 \cdot 10^{-7}$  Тор.

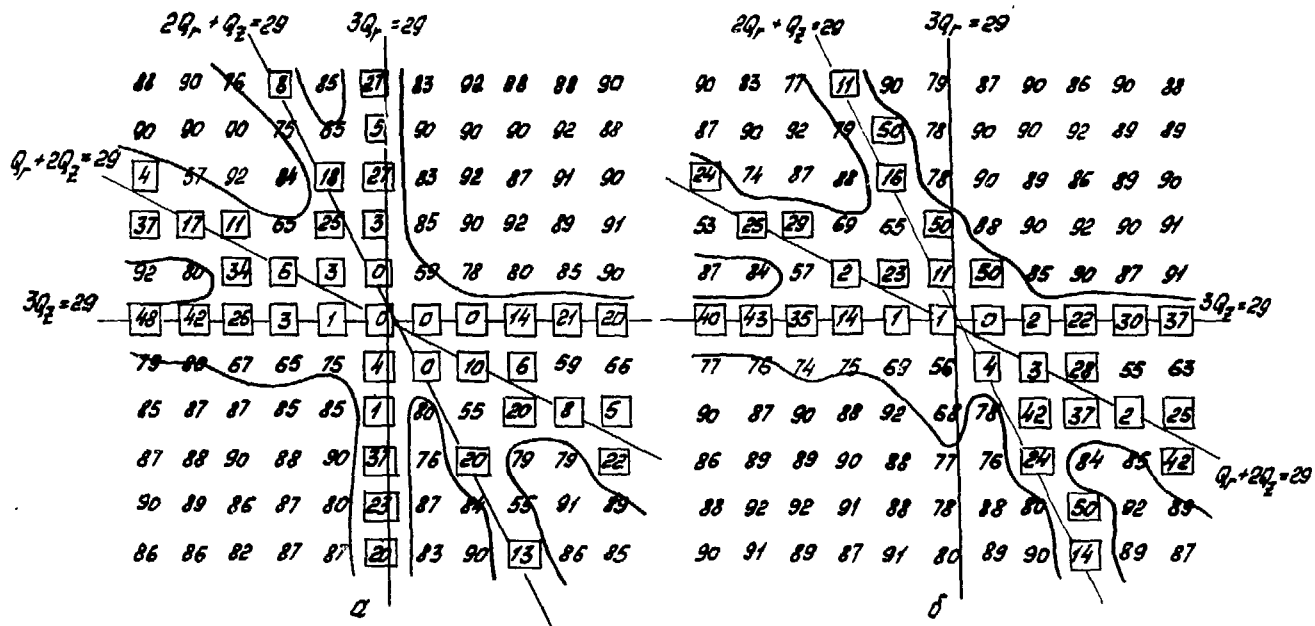
При прочих равных условиях наблюдается увеличение потерь частиц во время циркуляции при повышении интенсивности пучка, что может быть объяснено тем, что с ростом интенсивности ухудшается качество демпфирования поперечных когерентных колебаний узкополосной системы подавления. Вместе с тем, полученные предварительные данные по подавлению поперечной неустойчивости пучка на плато инжекции показывают, что для борьбы с неустойчивостью, кроме активных систем с обратной связью, могут использоваться методы, основанные на создании в пучке разброса по бетатронным частотам за счет введения в магнитное поле нелинейностей (затухание Ландау). Сказанное выше относится прежде всего к сгруппированному пучку, когда во время циркуляции ускоряющая система включена. При выключенном ускоряющем напряжении неустойчивость пучка не наблюдалась вплоть до уровня интенсивности  $3 \cdot 10^{12}$  протонов.

Приведенные в докладе данные экспериментально подтверждают ранее сформулированные технические требования к системам кольцевого ускорителя при работе с бустером. Изучение динамики пучка на плато инжекции 386 Э будет продолжено.

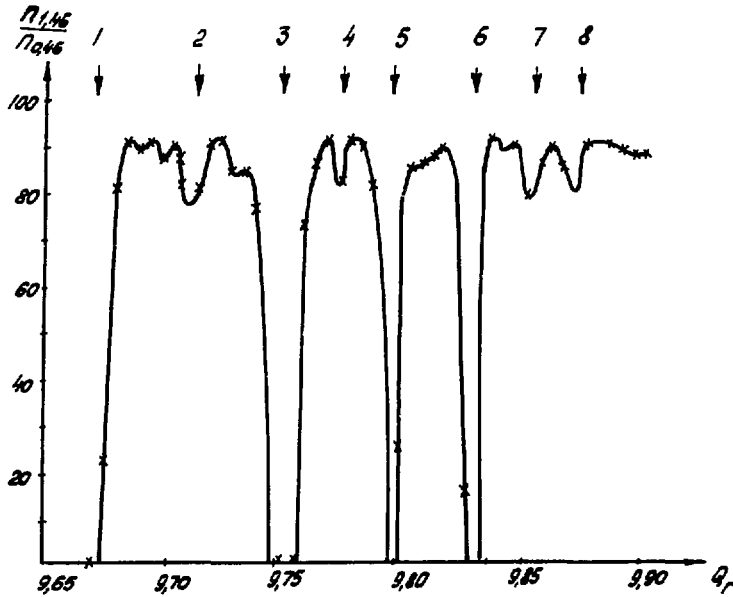
Авторы выражают глубокую благодарность А.И.Басову, К.Ф.Герцеву, О.П.Лебедеву, В.Л.Ушкову, принимавшим участие в проведении экспериментов.

#### Л и т е р а т у р а

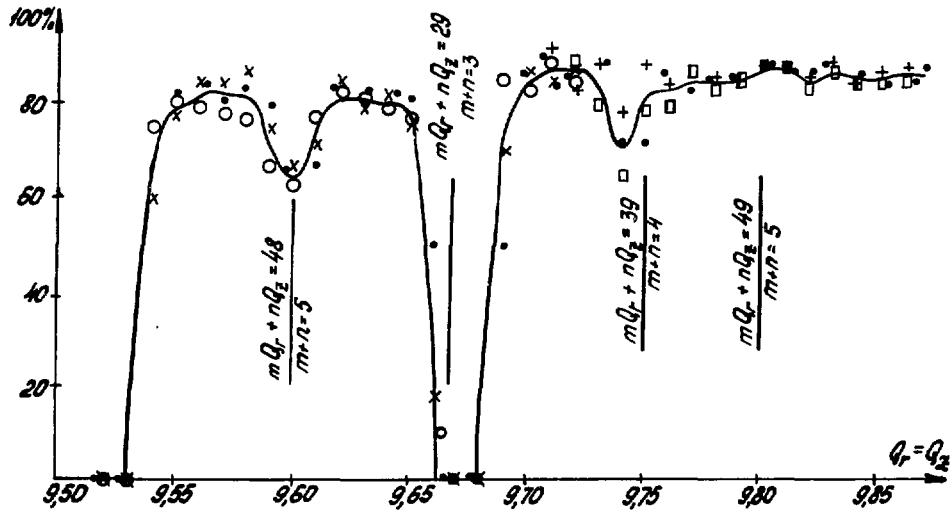
1. Адо Ю.М., Балбеков В.И. и др. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, стр.42, М., "Наука", 1977.
2. Брук В.Л., Ломов А.П. и др. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц, т.П, стр. 364, Протвино, 1977.
3. Адо Ю.М., Гуревич А.С. и др. Там же, т.П, стр. 308.
4. Брук В.Л., Гуревич А.С. и др. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.А, стр. 9, М., "Наука", 1977.
5. E.P.Gouber. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.П, стр. 73. М., "Наука", 1975.
6. M.Cognaschia, R.Lauskner и др. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц, т.П, стр. 16, Протвино, 1977.



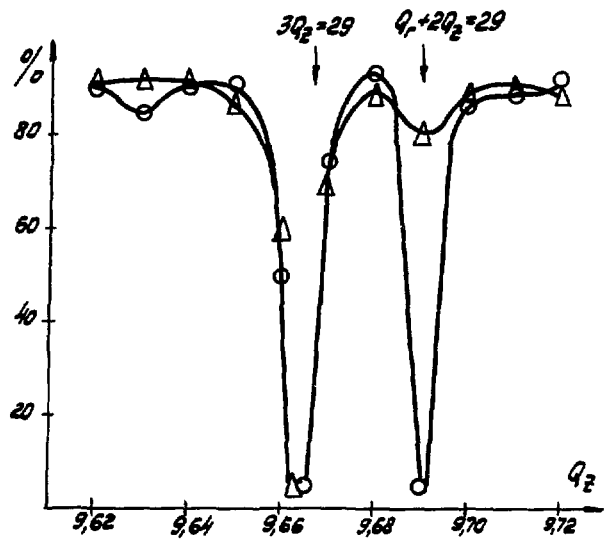
Р и с. 1. Эффективность циркуляции пучка в процентах в районе узла квадратных резонансов.  $t_{\text{цирк}} = 1$  с. Обведены районы с эффективностью более 75%. Сканирование по  $Q_r$  и  $Q_z$  с шагом 0,01. а - резонанс  $3Q_r = 29$  не корректируется; б - корректируется.



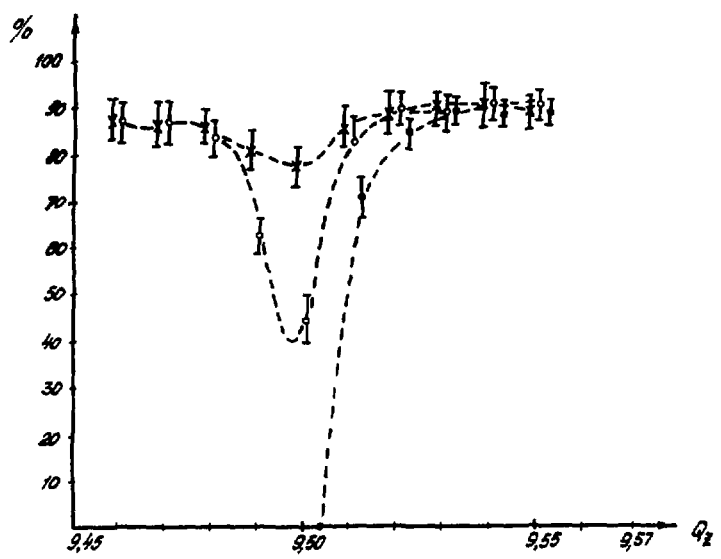
Р и с. 4. Эффективность циркуляции при перемещении рабочей точки вдоль линии  $2Q_r - Q_z = 10$  при  $t_{\text{цирк}} = 1$  с. Отмечены резонансы:  
 1 -  $Q_r + Q_z = 19$ ,  $3Q_r = 29$ ,  $3Q_z = 28$ ,  $4Q_r + Q_z = 48$  ;  
 2 -  $3Q_z + Q_r = 38$ ,  $3Q_r + 2Q_z = 48$  ;  
 3 -  $2Q_z = 19$ ,  $2Q_r + Q_z = 29$ ,  $2Q_r + 3Q_z = 48$  ;  
 4 -  $Q_r + 4Q_z = 48$ ; 5 -  $Q_r + 2Q_z = 29$ ,  $3Q_r + Q_z = 39$  ;  
 6 -  $3Q_z = 29$ ,  $2Q_r + 2Q_z = 39$ ; 7 -  $Q_r + 3Q_z = 39$ ; 8 -  $4Q_z = 39$ .



Р и с. 5. Эффективность циркуляции при перемещении рабочей точки вдоль линии  $Q_r - Q_z = 0$ ,  $t_{\text{цирк}} = 1$  с.



Р и с. 2. Распределение интенсивности вдоль линии  $Q_r = 9,62$ .  $\Delta$  - резонанс  $Q_r + 2Q_z = 29$  корректируется,  $\circ$  - без коррекции.



Р и с. 3. Выживаемость пучка при пересечении резонанса  $2Q_z = 19$ .  $\times$  - без коррекции,  $t_{цирк} = 0,55$  с ;  $\circ$  - с коррекцией,  $t_{цирк} = 1$  с .

КОРРЕКЦИЯ РЕЗОНАНСА СВЯЗИ  $Q_r = Q_z$  НА ПРОТОННОМ СИНХРОТРОНЕ ИФВЭ

А.С.Гуревич, А.И.Дрождин, А.А.Кардаш, Э.А.Мяэ, К.И.Мызников,  
Е.Ф.Троянов, Ю.С.Федотов

Институт Физики высоких энергий, Серпухов

При разработке основной системы питания ускорителя ИФВЭ был принят вариант с "параллельным" соединением верхних и нижних обмоток блоков кольцевого электромагнита [1]. В связи с подготовкой ускорителя к работе с бустером и развитием систем вывода частиц особенности, присущие параллельной схеме питания, препятствовали получению магнитного поля необходимого качества. В первую очередь, это связано с возбуждением так называемого "косого" градиента магнитного поля при разбалансе токов в верхних и нижних обмотках электромагнита, приводящего к перекосу медианной плоскости магнитного поля и связи радиальных и вертикальных бетатронных колебаний.

Действие резонанса связи  $Q_r - Q_z = 0$ , вблизи которого находится рабочая точка ускорителя, проявляется в возрастании эмиттанса пучка за счёт перекачки колебаний из одной плоскости в другую и в изменении частот бетатронных колебаний. При этом плоскости главных колебаний оказываются повернутыми на некоторый угол  $\psi$  относительно горизонтальной и вертикальной плоскости. Если силу резонанса связи определить как

$$|P| = \frac{1}{2\pi H_z R \Delta} \left| \int_0^L \frac{\partial H_z}{\partial x} f_r f_z dS \right| \quad (1)$$

( $H_z R$  - жесткость пучка,  $\Delta = 1$  м - нормировочный коэффициент функций Флоке,  $f_r, f_z$  - периодическая часть функций Флоке,  $L$  - длина периметра ускорителя), то

$$\psi = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{|P|}{|Q_r - Q_z|} = \frac{1}{2} \operatorname{arcsin} \frac{|P|}{|Q_r - Q_z|}, \quad (2)$$

$$(Q_1 - Q_2)^2 = (Q_r - Q_z)^2 + |P|^2 \quad (3)$$

$Q_1, Q_2$  - собственные частоты главных колебаний.

В ускорителе ИФВЭ перекося медианной плоскости магнитного поля связан с разбалансом токов верхней и нижней обмоток  $\Delta I$  соотношением  $\mathcal{L} = 32,8 \cdot 10^{-3} \frac{\Delta I}{H_z}$ . Перекося  $\mathcal{L}$  возбуждает резонанс силой  $|P| = 140 \mathcal{L} = 4,59 \frac{\Delta I}{H_z}$ .

Измерения силы резонанса на малых и средних полях производились при резонансном возбуждении главных колебаний. Сила резонанса равна

$$|P| = \frac{2\mathcal{L}}{\mathcal{L}^2 + 1} |Q_1 - Q_2|, \quad (4)$$

где  $\mathcal{L} = \frac{a_z}{a_r}$ ,  $a_z$  и  $a_r$  - проекции амплитуд главных колебаний на вертикальную и горизонтальную плоскости. При измерениях на больших полях использовался импульсный толкатель, отклоняющий пучок в горизонтальной плоскости. В этом случае сила резонанса равна

$$|P| = \mathcal{L} |Q_1 - Q_2|. \quad (5)$$



На рис. I (кривая II) приведены результаты измерений силы резонанса связи  $Q_r - Q_z = 0$  в течение цикла ускорения при параллельной схеме питания. Необходимо отметить, что факторы, определяющие силу резонанса связи (разбаланс токов является определяющим), оказываются весьма непостоянными. Их не удаётся заставить параметрически и реально существует зона возможных значений силы резонанса связи (заштриховано на рис. I). Коррекция резонанса связи в таком случае весьма затруднительна.

Переход на последовательную схему питания верхней и нижней обмоток позволяет устранить главную причину нестабильности связи. Эти соображения, а также значительное упрощение технических проблем, связанных с формированием площадки инжекции при работе с бустером, определили необходимость разработки схемы последовательного питания [2]. Как и ожидалось, поведение резонанса связи оказалось значительно более стабильным как в течение цикла ускорения, так и за продолжительный период времени (рис. I, кривая I).

Поворот плоскостей главных колебаний из-за связи при резонансной раскачке бетатронных колебаний для медленного вывода вызывает смещение пучка, заброшенного в выводные магниты, на величину  $\Delta Z = A_r \tan \psi$ . При этом увеличиваются потери на выводных устройствах и затрудняется фокусировка пучка на внешней мишени. Поворот плоскости колебаний пучка в нелинейных линзах системы резонансной раскачки возбуждает резонансы связи типа  $2Q_r + Q_z = 29$ ,  $2Q_r - Q_z = 10$ ,  $3Q_z + Q_r = 39$  и  $3Q_z - Q_r = 20$ , которые лежат вблизи рабочей точки при выводе. Это, в свою очередь, вызывает возмущение пучка, качество которого становится неприемлемым для вывода.

Смещение оси пучка за счёт искажений замкнутой орбиты по вертикали относительно центра секступольных линз возбуждает дополнительную силу резонанса связи. Измерения силы резонанса при включенных секступольных линзах давали величину  $|P| = 0,066$  на плато магнитного поля ( время  $t > 2,7$  с, рис. I). Край пучка, заброшенного в септум-магнит, при  $A_r = 50$  мм оказывался смещённым по вертикали на  $\Delta Z = 15$  мм для  $|Q_r - Q_z| = 0,12$ .

Коррекция резонанса связи осуществляется с помощью полюсных обмоток, создающих "косое" квадрупольное поле с градиентом  $\partial H_z / \partial z = 2,47$  Г. э/м. Эти обмотки набраны на ряде блоков магнита ускорителя так, чтобы вся схема не возбуждала опасных линейных резонансов  $Q_r + Q_z = 19,20$ . Сила корректирующей системы равна  $|P| = 4,1$  Г/м.

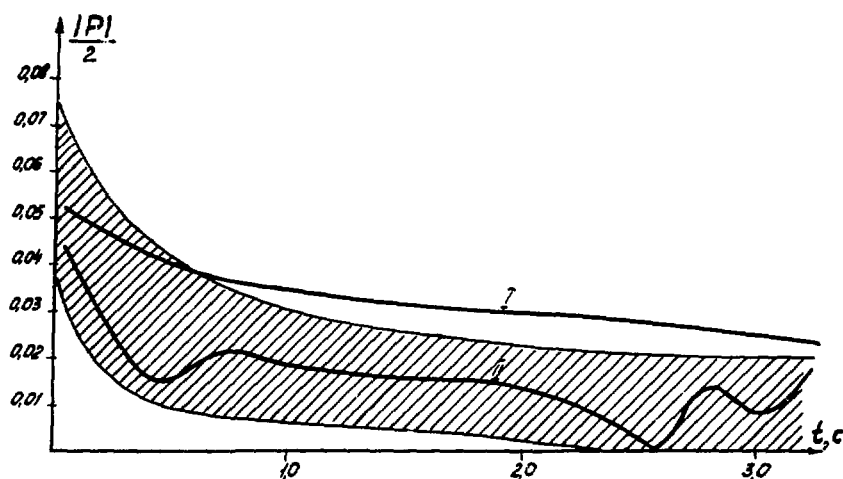
С помощью этой системы при последовательном включении обмоток электромагнита была получена практически полная коррекция резонанса связи в начальной части цикла при питании корректирующих обмоток постоянным током. В результате значительно улучшилась стабильность частот бетатронных колебаний; работа ускорителя стала более устойчивой. На средних полях коррекция связи не производится.

Чтобы уменьшить силу связи, вносимую секступольными линзами системы медленного вывода, две наиболее сильные линзы, в которых смещение пучка было максимальным, были сдвинуты по вертикали на  $\pm 5$  мм. Коррекция остаточной связи током 25 А позволила ликвидировать перекося плоскости колебаний и существенно улучшить характеристики пучка, заброшенного в выводные магниты.

Авторы выражают искреннюю благодарность В.К.Воробьеву, Л.Л.Мойжесу, В.М.Мохову, Е.С.Нелиповичу, В.И.Столповскому, принимавшим участие в расчётах и экспериментах.

## Л и т е р а т у р а

1. Корнаков Е.В., Монозон Н.А. и др. Труды второго Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, стр.174, Москва, 1970.
2. Даньшин В.П., Демянчук В.И. и др. Осуществление режима последовательного питания обмоток электромагнита протонного синхротрона ИФЭЭ. Доклад на настоящем совещании, том II.



Р и с. 1. Зависимость силы резонанса связи от времени при последовательном (I) и параллельном (II) способе питания обмоток.

ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ В СИНХРОТРОНЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ  
ВОЗМУЩАЮЩЕГО ВЫСОКОЧАСТОТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В.Ц.Никогосян,Х.А.Симонян,А.Р.Туманян

Ереванский физический институт

При исследовании поперечного движения частиц в синхротроне под действием возмущающего высокочастотного (вч) магнитного (электрического) поля вида

$$F(x) = \hat{F} \cos [2\pi \frac{f_c}{f_0} (x-1) + \xi], \quad (1)$$

расположенного на малом (по сравнению с длиной орбиты  $L$ ) участке кольца синхротрона, скажем  $[s_1, s_2]$ ,

$$F(x) = \begin{cases} F_k & \text{при } s_1 + (k-1)L \leq x \leq s_2 + (k-1)L \\ 0 & \text{вне этого интервала} \end{cases} \quad (2)$$

обычно рассматривают /1/ только синхронную частицу - частицу с номинальной энергией  $E_0 \approx eH_0\rho$ , полагая при этом, что число бетатронных колебаний на обороте  $Q_0$  такой частицы не изменяется за время действия возмущения ( $K=K_{max}$ ).

Однако экспериментальные данные по резонансному разрушению пучка для определения частот бетатронных колебаний, полученные на Ереванском синхротроне с жесткой фокусировкой, не согласуются с теоретическими предсказаниями, в частности, работы /1/. Так, например, в этих экспериментах всегда существует некое значение  $(f_c/f_0)_{opt}$ , при котором потери частиц пучка (при минимальном значении  $F$ ) на стенках вакуумной камеры наибольшие, а при отклонении  $f_c/f_0$  от указанного значения в ту или иную сторону потери пучка уменьшаются, что невозможно объяснить на основе теории работы /1/.

В связи с этим в данной работе исследуется поперечное движение несинхронной частицы в реальном синхротроне под действием возмущения вида (1,2); т.е. движение такой частицы, которая на каждом обороте пучка ( $k$ ) имеет свою бетатронную квазичастоту  $Q_k$ , изменяющуюся от оборота к обороту по следующей зависимости:

$$Q_k = Q_k^c + \delta Q \cos [2\pi \frac{f_c}{f_0} (k-1) + \zeta], \quad (3)$$

где  $Q_k^c = Q_0 + \Delta(k-k_0)$  - частота бетатронных колебаний синхронной частицы на " $k$ "-ом обороте после начала действия возмущения,  $f_c/f_0$  - отношение частот синхротронных колебаний и обращения частицы в ускорителе; параметр  $\zeta$  характеризует частицу по значению ее квазичастоты в момент начала действия возмущения ( $k=1$ );  $\delta Q$  - допустимый (для данного ускорителя) разброс по частотам, обусловленный допустимому разбросу по импульсам  $(\Delta p/p_0)_{gen}$ , т.е.

$$\delta Q/Q_0 \approx (\Delta p/p_0)_{gen}. \quad (4)$$

Изменение  $Q_k$  от оборота к обороту означает, что на каждом " $k$ "-ом обороте имеется свое уравнение поперечного движения, т.е.

$$y_k''(s) + \chi_k^k(s)y(s) = \varepsilon F_k + \delta \cdot \frac{1}{\rho} \left( \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \right)_k, \quad (5)$$

где  $y = r, z$ ;  $z$  - отклонение частицы по вертикали от медианной плоскости,  $r$  - отклонение частицы по радиусу от координатной кривой, длиной  $L$ , состоящей из дуг постоянного радиуса  $\rho$  внутри магнитных блоков синхротрона и отрезков прямых - между ними,  $s$  - координата вдоль этой кривой, изменяющаяся в интервале  $0 \leq s \leq L$ ,

$$\varepsilon, \delta = \begin{cases} -1; 1 & \text{при } y = r \\ +1; 0 & \text{при } y = z. \end{cases}$$

Функции  $\chi_k^k(s)$  периодичны с периодом  $2\pi$  градиента  $G(s) = \left( \frac{\partial H_z}{\partial r} \right)_{r=0}$  магнитного поля синхротрона и имеют вид:

$$\chi_r^r(s) = \frac{1}{\rho} + \frac{e G_k(s)}{\rho c}; \quad \chi_z^z(s) = - \frac{e G_k(s)}{\rho c}. \quad (6)$$

Полагая, что на каждом "к"-ом обороте известны функции  $\beta_k$  и  $\psi_k$ , найдем решение (5), затем, используя условия "сшивки" этих решений в точке  $s = 0$ , где

$$\beta_k(0) = \beta_{k \max}, \quad y_{k-1}(L) = y_k(0); \quad y_{k-1}'(L) = y_k'(0) \quad (7)$$

в приближении  $\beta_{k \max} \approx \beta_{(k-1) \max} \approx \beta_{0 \max}$  отклонение  $y_{k+1}(s_n)$  частицы на "к"-ом обороте после начала действия возмущения, в таких точках  $s_n$ , в которых  $\beta_k(s_n) = \beta_{0 \max}$  можно записать в виде: (в дальнейшем не учитывается вынужденное решение в  $r$ -колебаниях, связанное члену  $(\Delta \rho / \rho_0)_k$ )

$$y_{k+1}(s_n) = A \cos[\psi_{k+1}(s_n) + g(k)] + \varepsilon B_{\max} \left\{ U_-(k) \sin[\alpha_-(k) + \sigma_-(k) + \psi_{k+1}(s_n)] + U_+(k) \sin[\alpha_+(k) + \sigma_+(k) + \psi_{k+1}(s_n)] + 2 \sin \psi_{k+1}(s_n) \cdot \cos \left[ 2\pi \frac{f_0}{f_0} k + \xi \right] \right\}, \quad (8)$$

$$\text{где } g(k) = 2\pi \left\{ Q_0 k + \frac{\Delta k}{2} (1+k-2k_0) + 2q \sin \left( k\pi \frac{f_0}{f_0} \right) \cdot \cos \left[ \pi \frac{f_0}{f_0} (k-1) + \zeta \right] \right\} - \gamma$$

$$U_{\pm}(k) = \sqrt{\left[ \sum_{n=1}^k \sin \sigma_{\pm}(k, n) \right]^2 + \left[ \sum_{n=1}^k \cos \sigma_{\pm}(k, n) \right]^2}$$

$$\sigma_{\pm}(k) = \arctg \left[ \frac{\sum_{n=1}^k \sin \sigma_{\pm}(k, n)}{\sum_{n=1}^k \cos \sigma_{\pm}(k, n)} \right]$$

$$\sigma_{\pm}(k, n) = 2\pi \left\{ \left( Q_0 \pm \frac{f_0}{f_0} \right) n + \frac{\Delta n}{2} [2(k-k_0) - n + 3] - q \sin \left[ 2\pi \frac{f_0}{f_0} (k-n+0,5) + \zeta \right] \right\}$$

$$\alpha_{\pm}(k) = \mp \left[ 2\pi \frac{f_0}{f_0} k + \xi \right] + 2\pi q \sin \left[ 2\pi \frac{f_0}{f_0} (k+0,5) + \zeta \right]$$

$$\psi_{k+1}(s_n) = 2\pi \left[ Q_0 + \Delta(k+1-k_0) + \delta \hat{Q} \cos \left( 2\pi \frac{f_0}{f_0} k + \zeta \right) \right] \frac{n}{M}$$

$$B_{\max} = \frac{\beta_{0 \max} \cdot \Delta S \cdot F^2}{2}; \quad q = \frac{\delta \hat{Q}}{2 \sin \pi \frac{f_0}{f_0}}; \quad n = 0, 1, \dots, M$$

$$A = \sqrt{y_{\max}^2 + (y'_{\max} \beta_{\max})^2}; \quad \gamma = \arctg (y'_{\max} \beta_{\max} / y_{\max})$$

$M$  - число периодов градиента магнитного поля синхротрона.

Расчеты, проведенные на ЭЭМ, показывают, что при одном из условий

$$Q_0 \pm f_H/f_0 = N \quad (10)$$

одна из функций  $U_{\pm}(k)$  оказывается много больше другой, в зависимости от того, какое из условий (10) выполняется. При этом при  $\Delta = 0$ , функция  $U$  оказывается безгранично растущей со временем, а при  $\Delta \neq 0$  всегда имеет максимальное значение в момент  $k = k_{кр}$ , т.е.  $U(k_{кр}) = U_{max}$ . Кроме того, значения  $U_{max}$  и  $k_{кр}$  в свою очередь, зависят от численных значений параметров  $\Delta$ ,  $k_0$ ,  $q$ . Таким образом, при одном из условий (10) имеем:

$$y_{k+1}(s) = A \cos[\psi_{k+1}(s_n) + g(k)] + \varepsilon B_{max} U_{sm}[\sigma(k) + d(k) + \psi_{k+1}(s_n)] \quad (11)$$

Условие потери частицы на стенках вакуумной камеры примет вид:

$$|y_{k+1}(s_n)| = d \quad (12)$$

где  $d$  - полуширина (полувысота) вакуумной камеры.

Очевидно, что при  $k > k_{кр}$  первыми стенкам камеры достигнут те частицы, для которых  $B_{max} U(k_{кр}) + A_{max} = d$ , а последними -  $B_{max} U(k_{кр}) - A_{max} = d$ . Последнее условие является условием полного разрушения пучка, и из него можно определить нижний предел амплитуды возмущающего поля при ограниченном значении функции  $U(k)$  а именно:

$$F_{min} = 2(d + A_{max}) / B_{max} \Delta S \cdot U(k_{кр}, k_0, \Delta, q). \quad (13)$$

На рис. 1+3 приведены результаты расчетов функции  $U(k, k_0, \Delta, q)$  для нескольких значений  $\Delta$ ,  $k_0$ ,  $q$  при времени действия возмущения  $k_{max} = 500$ , откуда видна зависимость  $U(k_{кр})$  от численных значений  $\Delta$  и  $k_0$ . От этих же значений зависит и  $k_{кр}$ , который имеет смысл необходимого (для полного разрушения пучка) времени действия возмущения при  $F = F_{min}$ .

Особый интерес представляет зависимость  $U(k_{кр})$  от  $k_0$  (момента времени при котором  $Q^c = Q_0$ ), поскольку  $k_{кр}$  - наблюдаемая в эксперименте величина, в то время как  $k_0$  - нет. Однако  $k_{кр}$  само зависит от  $k_0$  и потому изучение  $U(k_{кр}(k_0), k_0)$  может выявить связь между  $k_{кр}$  и  $k_0$ . Результаты этих численных исследований приведены на рис. 2, откуда видно, что для данного  $\Delta$  (и  $q$ ) всегда существует некое значение  $k_0^{opt}$ , при котором функция  $U(k_{кр}, k_0)$  наибольшая. При этом оказывается, что  $k_0^{opt} \approx k_{кр}/2$ .

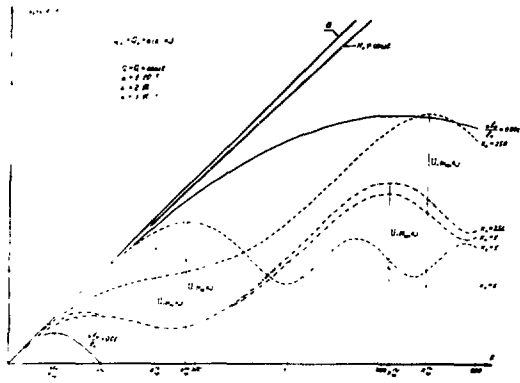
Существование единственного значения  $U(k_{кр}, k_0^{opt})$  объясняет экспериментальный факт существования величины  $(f_H/f_0)_{opt}$ , поскольку изменение  $f_H$  от  $(f_H)_{opt}$  в ту или иную сторону, означает переход к другим значениям  $U(k_{кр}, k_0)$ .

Таким образом, наблюдая в экспериментах потери пучка при  $F = F_{min}$  и  $f_H/f_0 = (f_H/f_0)_{opt}$ , можно утверждать, что процесс разрушения пучка осуществляется в соответствии со значением функции  $U(k_{кр}, k_0^{opt})$  и, тем самым, из выражения  $Q_0 = N + (f_H/f_0)_{opt}$ , которое является условием резонанса в реальном синхротроне, определяется значение частоты бетатронных колебаний синхронной частицы  $Q^c = Q_0$  в момент  $k_0$ .

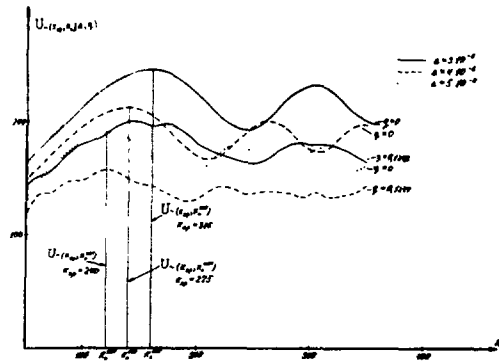
Для точного определения значения  $k_{кр}$  необходимо производить полное разрушение пучка с тем, чтобы по моментам начала разрушения ( $k_1$ ) и конца его ( $k_2$ ) вычислить  $k_{кр} \approx (k_1 + k_2)/2$  и, тем самым, найти значение  $k_0 \approx (k_1 + k_2)/4$ , в которой  $Q^c = Q_0$ .

#### Л и т е р а т у р а

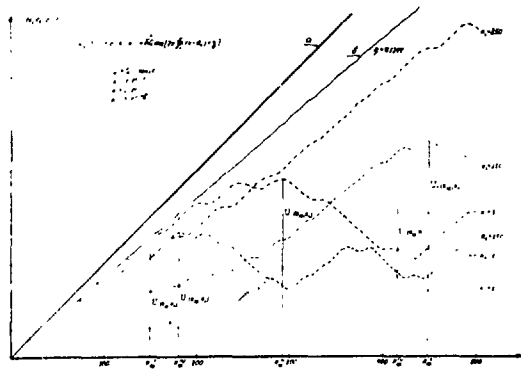
И.С.К.Есин. Известия АН Арм.ССР, Физика, 3, стр.342, 1968.



Р и с. 1.



Р и с. 2.



Р и с. 3.

ДВИЖЕНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ СГУСТКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЗАВОРАЧИВАЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Л.А.Рогинский

Московский радиотехнический институт

Введение

Движение частиц в интенсивных сгустках существенно отличается от хорошо разработанной динамики частиц в ускорителях с пренебрежимо малым током. Силы пространственного заряда связывают движения частиц в продольном, радиальном и вертикальном направлениях. Динамика частиц в сгустке и движение самого сгустка в целом описывается самосогласованной шестимерной задачей в фазовом пространстве.

В данной работе эта задача решается с использованием аппроксимации сгустка в виде равномерно заряженного трехосного эллипсоида. Взаимодействием между сгустками и влиянием отраженных от стенок вакуумной камеры полей пренебрегается.

Уравнения для огибающих пучка в шестимерном фазовом пространстве

Частицы сгустка занимают в фазовом пространстве некоторую область, которую будем аппроксимировать шестимерным эллипсоидом

$$\xi^T A \xi = 1, \quad (1)$$

где  $A$  - матрица эллипсоида, вектор

$$\xi = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \\ v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$y, z, v_y = \frac{dy}{d\vartheta}, v_z = \frac{dz}{d\vartheta}$  - поперечные координаты и скорости частицы,  $x$  - продольная координата частицы относительно центра сгустка,  $\delta$  - продольный импульс,  $\vartheta$  - обобщенный азимут частицы [1], индексом  $T$  обозначается транспонированная матрица. Из линейных уравнений движения отдельной частицы

$$\frac{d\xi}{d\vartheta} = F(\vartheta) \xi \quad (3)$$

можно получить уравнение для матрицы  $A$

$$\frac{dA}{d\vartheta} + F^T A + A F = 0, \quad (4)$$

где  $F(\vartheta)$  - матрица сил, действующих на частицу, включая кулоновские силы, которые предполагаются линейными.

Это уравнение, определяющее движение границы пучка в шестимерном фазовом пространстве, можно считать обобщенным уравнением для огибающих. Нелинейный характер уравнения обусловлен кулоновскими компонентами сил, зависящими от размеров сгустка и, следовательно, от элементов матрицы  $A$ .

В четырехмерном случае уравнение (4) рассматривалось в работах [2,3]. От уравнения (4) удобно перейти к уравнениям для блоков матрицы  $A = \begin{pmatrix} Q & P^T \\ P & S \end{pmatrix}$ .

$$\begin{aligned} \frac{dG}{d\vartheta} &= -G F_1 - F_1^T G - G F_2 \Omega - \Omega^T F_2 G, \\ \frac{d\Omega}{d\vartheta} &= -\Omega F_2 \Omega + F_4 \Omega - F_3 - \Omega F_1 + S^{-1} F_4 G, \\ \frac{dS}{d\vartheta} &= S \Omega F_2 + F_2 \Omega^T S - S F_4 - F_4^T S, \end{aligned} \quad (5)$$

где матрица  $G = Q - P^T S^{-1} P$  определяет проекцию  $X^T G X = 1$  фазового эллипсоида  $\xi^T A \xi = 1$  на координатное пространство  $X, Y, Z$ ; вектор  $X = \begin{pmatrix} y \\ z \end{pmatrix}$ ; матрица сил  $F$  также разбита на блоки  $F = \begin{pmatrix} F_1 & F_2 \\ -F_3 & F_4 \end{pmatrix}$ , а  $\Omega = -S^{-1} P$ .

Для того, чтобы система уравнений (5) стала замкнутой, нужно определить в явном виде элементы матрицы сил  $F$ . На частицы в сгустке действуют силы двух видов: силы от заданных внешних полей и силы пространственного заряда. Внешние силы определяются выбором системы фокусировки и удержания частиц на орбите, кулоновские силы можно выразить через элементы координатной матрицы  $G$ , в предположении равномерного распределения заряда в сгустке. Самосогласованность системы уравнений (5) обеспечивается учетом собственного взаимодействия частиц через функциональную зависимость кулоновских составляющих сил от размеров сгустка, определяемых матрицей  $G$ .

Численное исследование этих уравнений было проведено в связи с рассмотрением задачи группирования сгустков в заворачивающем магнитном поле.

#### Клистронный и синхротронный способы группирования

Эффективный метод группирования релятивистского электронного пучка заключается в использовании эффекта отрицательной массы для частиц, движущихся с энергией большей критической в заворачивающем магнитном поле. В этом случае продольные кулоновские силы не препятствуют, как при группировании в прямолинейном дрейфовом промежутке, а помогают группированию.

На начальном формировании сгустков из непрерывного пучка кулоновские силы слабо сказываются. Этот этап группирования в данной работе не затрагивается, он рассмотрен, например, в работе [4].

На дальнейшее группирование существенно влияют продольные кулоновские силы. Задача движения становится шестимерной, она описывается системой уравнений для огибающих (5). Специфика задачи группирования заключается в задании специальных начальных условий для этой системы.

Клистронным способом группирования будем называть способ, при котором модуляция частиц по продольной энергии происходит при однократном прохождении частицами ускоряющего промежутка с приложенным к нему пилообразным напряжением. Модуляция необходима для создания и продольного энергетического разброса частиц в сгустке, способствующего группированию.

Синхротронным считается способ, при котором частицы многократно проходят ускоряющий промежуток с пилообразным напряжением. Группирование происходит в процессе синхротронных колебаний.

Начальные условия для огибающих задаются начальным положением фазового эллипсоида. В результате модуляции фазовый эллипс в плоскостях  $X, \xi$  поворачивается на угол, пропорциональный отношению величины модуляции к величине собственного хаотического разброса частиц по продольной энергии. Этот эллипс берется в качестве начального при решении системы уравнений (5).

Численный счет проводился для нескольких значений тока. В таблице I приведены значения достижимой степени группирования  $\Omega_{min} = \left(\frac{L_s}{L_v}\right)_{min}$  в случае клистронного



группирования. Разность энергии модуляции для передних и задних частиц начального сгустка выбиралась равной собственному хаотическому разбросу по продольной энергии. В таблице приведены также числа оборотов  $N$ , за которые достигаются минимальные продольные размеры, относительные поперечные размеры сгустка ( $\frac{r_x}{r_{x0}}$ ,  $\frac{r_z}{r_{z0}}$ ) в момент максимального сжатия, отношение разброса по продольной энергии к разбросу в начальный момент  $\varepsilon = \left| \frac{\delta E}{\delta E_0} \right|$ .

Т а б л и ц а I  
Зависимость параметров группирования от тока пучка

$I$ (а)	0	25	50	100	150	300
$Q_{\min} = \left( \frac{r_x}{r_{x0}} \right)_{\min}$	0,73	0,26	0,26	0,22	0,2	0,217
$N$ (обороты)	3,2	2,2	1,6	1,3	1,0	0,8
$\frac{r_x}{r_{x0}}$	1,0	1,4	1,8	2,0	2,5	3,0
$\frac{r_z}{r_{z0}}$	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,2
$\varepsilon = \left  \frac{\delta E}{\delta E_0} \right $	1,0	3,3	4,8	6,5	8,0	12,6

Продольные кулоновские силы существенно помогают группированию. Если при  $I=0$  кинематическое группирование за счет модуляции частиц по продольной энергии составляет  $Q_{\min} = 0,73$ , то при действии кулоновских сил  $Q_{\min} \approx 0,2 - 0,3$ . Степень группирования для широкого диапазона изменения тока от 25 до 300 А изменяется незначительно от  $Q_{\min} = 0,20$  до  $Q_{\min} \approx 0,28$ .

Важной особенностью процесса группирования является существование оптимального диапазона значений тока, при котором достигается максимальная степень сжатия сгустка. Этот диапазон определяется энергией частиц, соотношением между собственным разбросом и приращением энергии из-за модуляции.

С увеличением тока сгустка значительно увеличивается разброс частиц по энергии продольного движения, что приводит к увеличению радиальных размеров сгустка за счет связи радиального и продольного движений.

Сильно зависит от величины тока процесс разгруппирования, наступающий после максимального сжатия сгустка. Быстрое разгруппирование при больших токах объясняется, в основном, возрастанием разброса по продольной энергии. Частицы, находившиеся в начальный момент на переднем конце сгустка, получают столь большое положительное приращение энергии, что, перейдя на задний конец, не успевают затормозиться кулоновскими силами, т.к. к этому моменту увеличиваются поперечные размеры сгустка и величина продольной кулоновской силы падает. Аналогичная ситуация имеет место для частиц на заднем конце сгустка.

#### Заключение

Движение интенсивных сгустков в циклическом фокусирующем канале представлено как преобразование некоторой области, занимаемой пучком в шестимерном фазовом пространстве. Получены уравнения движения границы представляющей области, задаваемой в виде шестимерного фазового эллипсоида.

С помощью полученных уравнений рассмотрен численно процесс группирования электронных сгустков в заворачивающем магнитном поле. Существует диапазон оптимальных значений тока, при котором достигается максимальная степень продольного сжатия сгустков. Внутри этого диапазона степень сжатия слабо зависит от тока, однако, разброс по продольной энергии, поперечные размеры и процесс разгруппирования сгустков после сжатия существенно зависят от величины тока.

Автор выражает глубокую благодарность Э.Л.Бурштейну за внимание и подробное обсуждение работы, а также признательность И.Л.Кореневу, Л.А.Щлину, Ф.А.Водопьянову за дискуссии.

#### Л и т е р а т у р а

1. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей, Физматгиз, М., 1972.
2. Ярковой О.И. ЖТФ, т. 36, № 6, стр. 988 (1966).
3. Тепляков В.А. ПТЭ, 1966, № 6, стр. 13.
4. Рогинский Л.А. Сб.трудов РТИ, № 22, 1975, стр. 103.

## ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ МУЛЬТИЗАРЯДНОГО ПУЧКА ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Б.И.Бондарев, А.П.Дуркин, Б.П.Мурин  
Московский радиотехнический институт

Одним из возможных путей повышения тока в ускорителе тяжелых ионов является увеличение числа зарядностей ионов в пучке, продолжающем процесс ускорения после прохождения через обдирочную мишень. В настоящем докладе приводятся результаты исследования продольного и поперечного движения мультитарядного пучка тяжелых ионов в традиционном линейном ускорителе с трубками дрейфа и фокусирующей квадрупольными линзами.

### Продольное движение

при одновременном ускорении ионы каждой зарядности ускоряются в своей равновесной фазе  $\varphi_s$ , причем с увеличением заряда растет и равновесная фаза. Если выбрать для минимального заряда  $\bar{q}_{min} = q - \Delta q$  равновесную фазу  $\varphi_{s,min}$ , достаточную для захвата в режим ускорения всех частиц, ускоренных в предыдущей монозарядной части, то для частиц с максимальным зарядом  $q_{max} = \bar{q} + \Delta q$

$$\varphi_{s,max} = -\alpha \cos \frac{\varphi - \Delta q}{\bar{q} + \Delta q} \cos \varphi_{s,min}.$$

Сдвиг по фазам между центрами колебаний частиц с зарядностями  $\bar{q} - \Delta q$  и  $\bar{q} + \Delta q$  составит

$$\Delta \varphi_s = \varphi_{s,max} - \varphi_{s,min} = \frac{2 \Delta q}{\bar{q} \operatorname{tg} \varphi_{s,min}}.$$

несмотря на наличие сдвигов центров сепаратрис по фазам все сепаратрисы оказываются вложенными друг в друга. В процессе ускорения сдвиг по фазам сохраняется, в то время как фазовые колебания частиц относительно своих центров адиабатически затухают. Поэтому фазовая протяженность сгустка и разброс ионов в мультитарядном пучке оказываются больше соответствующих величин монозарядного пучка.

рассмотрим уширение эффективного фазового портрета сгустка за счет мультитарядности для случая, когда после перезарядки сгусток имеет фазовую ширину  $\Delta \varphi$ , одинаковую для всех зарядностей, а центр сгустка на фазовой плоскости совпадает с центром сепаратрисы, построенной для ионов с минимальным зарядом. тогда наибольшая фазовая полуширина будет соответствовать ионам с максимальным зарядом. В процессе ускорения фазовые колебания ионов затухают в  $K_F$  раз, и на входе ускорителя эффективная фазовая ширина сгустка определяется тремя слагаемыми: фазовой полушириной  $(\Delta \varphi + \Delta \varphi_s) K_F^{-1}$  сгустка ионов с максимальным зарядом, фазовой полушириной  $\Delta \varphi K_F^{-1}$  сгустка с минимальным зарядом и сдвигом фаз  $\Delta \varphi_s$  между центрами этих сгустков. По сравнению с монозарядным пучком фазовая ширина сгустка увеличивается в  $m_F$  раз, где

$$m_F = 1 + (1 + K_F) \Delta \varphi / (\bar{q} \operatorname{tg} \varphi_{s,min} \Delta \varphi).$$

например, в случае  $\Delta \varphi = 2$  (пятизарядный сгусток),  $\bar{q} = 59$ ,  $\varphi_{s,min} = 50^\circ$ ,  $\Delta \varphi = 15^\circ$ ,  $K_F = 2,4$ , имеем  $m_F = 2,2$ .

В неидеальном ускоряющем канале происходит рассогласование пучка с каналом, коэффициент затухания  $K_F$  становится случайной величиной вида  $a(t) + b(t) \cos \Omega t$ , где  $a(t)$  и  $b(t)$  — медленно меняющиеся случайные функции,  $\Omega$  — частота малых продольных колебаний. При этом коэффициенты  $K_F$  для разных зарядностей отличаются друг от друга. В этом случае предыдущую формулу следует заменить на

$$m_F = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{K_{F,min}}{K_{F,max}} + \frac{\Delta \varphi_s K_{F,min}}{2 K_{F,max}} (1 + K_{F,max}).$$

Максимальным разброс по импульсам соответствует ионам с максимальной зарядностью, поэтому увеличение разброса импульсов в мультитарядном пучке по сравнению с разбросом импульсов монозарядного пучка определяется соотношением

$$m_a = 1 + \frac{\Delta q}{\bar{q}} \left( \frac{2 \operatorname{ctg}^2 \varphi_{s \min}}{\Delta \varphi} + \operatorname{ctg}^2 \varphi_{s \min} + 1 \right).$$

Для численного примера, рассмотренного выше, имеем  $m_a \approx 1,8$ .

Наличие погрешностей параметров ускоряющего канала несколько увеличивает коэффициент  $m_a$ . В предыдущей формуле появляется множитель  $\bar{K}_{r \max} / \bar{K}_{r \min}$ , где  $\bar{K}_{r \max}$  и  $\bar{K}_{r \min}$  — статистические величины, описывающие с заданной вероятностью изменение разброса импульсов в сгустках с максимальной и минимальной зарядностями соответственно.

Для получения численных значений величин  $\tilde{m}_\varphi$  и  $\tilde{m}_a$  было проведено математическое моделирование движения пятизарядного пучка ионов урана-238 с зарядностями  $q = 39 \pm 2$  ( $\bar{q} = 39$ ,  $\Delta q = 2$ ). Энергия пучка в начале ускорителя оказалась равной 1 МэВ/нукл., энергия в конце ускорителя — 10 МэВ/нукл. Ускоряющий канал был рассчитан на пучок с зарядностью  $q = 39$ , значение равно — весовой фазы —  $\varphi_s = -35^\circ$ . Амплитуда ускоряющего поля в зазоре принималась равной  $E = 110$  кВ/см, длина волны —  $\lambda = 2$  м, коэффициент зазора —  $d = 0,25$ . Ускоряющий канал содержал 142 периода ускорения. Фазовый портрет пучка в начале ускорителя представлял собой эллипс с полуосями  $\varphi/\rho = 0,2\%$ ,  $\varphi = \varphi_s = 15^\circ$ . Моделирование проводилось при следующих среднеквадратических значениях погрешностей: ошибка длины трубки — 0,1%, сдвиг трубки, отнесенный к длине периода ускорения, — 0,1%, погрешность амплитуды среднего поля в зазоре — 1%. Было проведено моделирование движения мультитарядного пучка для 40 случайных реализаций ускоряющего канала. Максимальные по всем реализациям величины  $\tilde{m}_\varphi$  и  $\tilde{m}_a$  составили, соответственно, 2,5 и 1,9, при этом  $m_\varphi = 2,4$ ,  $m_a \approx 1,5$ .

### Поперечное движение

При одновременном ускорении спектра зарядностей происходит увеличение эффективного эмиттанса пучка. предположим, что пучок на входе ускорителя на поперечной фазовой плоскости изображается эллипсом, одинаковым для частиц разной зарядности. При движении пучка в фокусирующем канале этот эллипс преобразуется в несколько эллипсов, соответствующих каждой зарядности. Фигура на фазовой плоскости, которую заполняет фазовый портрет мультитарядного пучка, получается путем наложения друг на друга эллипсов, являющихся согласованными для пучков с каждой зарядностью. Границы этой фигуры определяются эллипсами, соответствующими крайним зарядностям спектра. эффективным эмиттансом мультитарядного пучка мы будем называть площадь минимального эллипса, описанного вокруг данной фигуры. Так как  $\Delta q \ll \bar{q}$ , то в отсутствие погрешностей параметров фокусирующего канала эффективные эмиттансы мультитарядного и монозарядного пучков отличаются незначительно.

Наличие погрешностей параметров фокусирующего канала приводит к возмущениям поперечного движения каждой из компонент мультитарядного пучка. При этом результаты воздействия одних и тех же возмущений на компоненты с разными зарядностями отличаются между собой. Фазовый портрет мультитарядного пучка представляет собой совокупность наложенных друг на друга эллипсов, смещенных относительно центра.

Поскольку  $\Delta q \ll \bar{q}$ , картина взаимного расположения эллипсов, представляющих на фазовой плоскости пучки разных зарядностей в конце ускорителя,

качественно зависит от величины  $\Delta\mu N$ , где  $\Delta\mu$  — разность частот полученных колебаний частиц разных зарядностей,  $N$  — число периодов фокусировки.

Рассмотрим два крайних случая, когда величина  $\Delta\mu N$  либо достаточно мала, либо достаточно велика. В первом случае размеры пучков каждой зарядности под действием параметрических погрешностей (не приводящих к смещению центров пучков) изменятся, примерно, одинаково и можно считать, что эффективный эмиттанс мультитарядного пучка на выходе ускорителя в  $\theta^2$  раз больше, чем на входе,  $\theta$  — коэффициент увеличения размера монозарядного пучка. При наличии поперечных смещений элементов фокусирующего канала центры пучков всех зарядностей будут представляться на фазовой плоскости близкими точками. Поэтому при условии, что величина  $\Delta\mu N$  близка к 0, оценку увеличения эффективного эмиттанса мультитарядного пучка можно получить исходя из тех же соображений, что и для пучка одной зарядности.

Во втором случае при увеличении числа периодов фокусировки, случайные величины, описывающие поперечный размер каждой из компонент, можно считать независимыми. В этом случае функция распределения  $F(\theta)$  и  $G(\tau)$  величин, описывающих увеличение размера мультитарядного пучка под действием параметрических погрешностей и амплитуду колебаний его центра, определяются соотношениями  $F(\theta) = F_1^n(\theta)$  и  $G(\tau) = G_1^n(\tau)$ , где  $F_1$  и  $G_1$  — соответствующие функции распределения в случае однокомпонентного пучка,  $n$  — число компонент в пучке.

Таким образом, увеличение эффективного эмиттанса мультитарядного пучка для рассмотренных крайних случаев можно оценивать с помощью результатов работ [1-3] для пучков одной зарядности.

Для получения численных оценок было проведено моделирование движения 5-зарядного пучка в фокусирующем канале ускорителя, описанного выше. Если минимальная на длине периода фокусировки частота поперечных колебаний, умноженная на время пролета периода фокусировки, для зарядности  $q = 39$  составляет  $\nu_3 = 0,611$ , то согласованные эллипсы для крайних зарядностей определяются значениями  $\nu_1 = 0,596$  и  $\nu_5 = 0,625$ . Частоты поперечных колебаний для крайних зарядностей составили  $\mu_1 = 1,009$ ,  $\mu_5 = 1,145$  для средней зарядности  $\mu_3 = 1,076$ . Структура периода фокусировки — 0000000, число периодов — 36. Градиент магнитного поля при этом меняется от 7,4 кГс/см в начале ускорителя до 1,93 кГс/см в конце. Статистические оценки с помощью ЭМ показывают, что при обычно реализуемых допусках эффективный эмиттанс пучка, содержащего 3 зарядности, с достаточно высокой вероятностью увеличивается не более, чем в 1,5 раза.

Полученные результаты показывают, что основной особенностью динамики мультитарядного пучка является увеличение его фазового объема. Тем не менее, увеличение числа зарядностей ионов в пучке, ускоряемом после перезарядки, может оказаться достаточно эффективным способом повышения тока в линейном ускорителе традиционного типа.

#### Л и т е р а т у р а

1. Бондарев Б.И., Дуркин А.П., Соловьев Л.Ю. Труды РТИ АН СССР, 1971, № 9.
2. B.P.Murkin, B.I.Bondarev, A.P.Durkin, L.Yu.Soloviev. Particle Accelerators v.6, p.27.
3. Власов А.Д. ИФ № 46, 1975.

СВЕРХПРОВОДЯЩАЯ "ЗМЕЙКА" ДЛЯ НАКОПИТЕЛЯ ВЭШ-3 И ЕЁ ВЛИЯНИЕ НА ДВИЖЕНИЕ ЧАСТИЦ

Л.М.Барков, В.Б.Барышев, Г.Н.Кулиманов, Н.А.Мезенцев, В.Ф.Пиндурин, А.Н.Скринский, В.М.Хорев, М.А.Шеромов

Институт ядерной физики СО АН СССР

Эффективным способом улучшения характеристик пучков синхротронного излучения (СИ) существующих электронных накопителей является постройка "змеек", создающих на участке орбиты накопителя знакопеременное периодическое магнитное поле  $/I, 2/$ . Это позволяет, в частности, сконцентрировать в малый телесный угол излучение с достаточно большого участка траектории и увеличить его жесткость. В настоящей работе описана "змейка" из сверхпроводящих магнитов, подготавливаемая к установке в прямолинейный промежуток накопителя ВЭШ-3. Параметры "змейки" выбраны из условия повышения яркости СИ в области длины волны  $\lambda \sim 1 \text{ \AA}$  и приведены в таблице I.

Таблица I. Основные параметры "змейки" и пучка СИ (при токе накопителя  $I = 100 \text{ мА}$  и энергии  $2 \text{ ГэВ}$ )

1. Амплитуда магнитного поля на оси пучка, кЭ	35	5. Полная излучаемая мощность СИ, кВт	2,8
2. Число периодов поля	10	6. Критическая длина волны СИ $\lambda_{св}, \text{ \AA}$	1,33
3. Длина полупериода поля, см	4,5	7. Угловая расходимость пучка, мрад	0,4x15
4. Вертикальная апертура камеры накопителя внутри "змейки", см	0,8	8. Поток фотонов при $\lambda = 1,33 \text{ \AA} - 7,5 \cdot 10^{17} \frac{\Delta \lambda}{\lambda}$	

Вертикальная апертура участка камеры накопителя, проходящего внутри блока магнитов "змейки", уменьшена до 8 мм с целью увеличения магнитного поля при заданном полупериоде "змейки"  $l = 4,5 \text{ см}$ . В режиме накопления пучок электронов проходит вне "змейки" через смежный участок вакуумной камеры, имеющий вертикальную апертуру 30 мм. Смещение накопленного и "затухшего" пучка из широкой части камеры в узкую производится с помощью внешних отклоняющих магнитов при выключенном поле "змейки". Описанная процедура позволяет использовать полный фазовый объем ВЭШ-3 в режиме накопления электронов и в то же время применять магниты с малым зазором. Схема постройки "змейки" в прямолинейный промежуток ВЭШ-3 показана на рис.1.

"Змейка" установлена под горизонтальным углом  $2,3^\circ$  к неискаженной орбите, чтобы обеспечить вывод пучка СИ в сторону от линз и магнитов накопителя. Смещение накопленного пучка электронов проводится с помощью магнита  $H_5$  с использованием полей в линзах  $F_3, D_3$ . Корректор  $H_4$  обеспечивает нужный угол при входе пучка в "змейку". Возврат пучка на орбиту после прохождения "змейки" осуществляется магнитами  $H_3, H_2, H_1$  с использованием полей в линзах  $D_2, F_2$ . Большое отклонение искаженной орбиты в линзах от их центра (до 2-3 см), при градиенте поля  $\sim 1,5 \text{ кГс/см}$ , с одной стороны, позволяет использовать их как

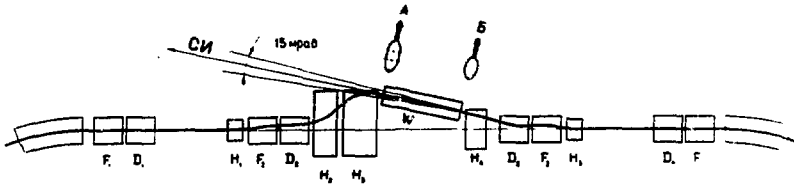


Рис. 1.  $F, D$  - фокусирующая и дефокусирующая в радиальном направлении линзы основной магнитной структуры;  $H$  - корректирующие магниты для искажения орбиты из режима накопления в рабочую область "змейки";  $A, B$  - сечения вакуумной камеры;  $W$  - "змейка".

отклоняющие магниты при проводке пучка через "змейку"; с другой стороны, приводит к перераспределению декрементов затухания между синхротронными и радиальными бетатронными колебаниями. Результаты счета нормированных декрементов затухания приведены в табл. 2.

Таблица 2. Нормированные декременты затухания

	$G_z$	$G_x$	$G_s$
Неискаженная орбита	1	0,915	2,085
Искаженная орбита ("змейка" выключена)	1	1,474	1,526
Искаженная орбита ("змейка" включена)	1	1,508	1,492

Магнитное поле "змейки" в рабочей области приближенно можно представить в виде:

$$H_x = -H_0 \sin \frac{\pi X}{a} \cdot \sin \frac{\pi S}{b} \left( \frac{\pi}{a} z + \dots \right)$$

$$H_z = H_0 \cos \frac{\pi X}{a} \cdot \sin \frac{\pi S}{b} \left[ 1 + \frac{\pi^2 (a^2 + b^2)}{2a^2 b^2} z^2 + \dots \right]$$

$$H_s = H_0 \cos \frac{\pi X}{a} \cdot \cos \frac{\pi S}{b} \left( \frac{\pi}{b} z + \dots \right),$$

где  $X$ ,  $z$  и  $S$  - соответственно, радиальное, вертикальное и продольное направления;  $a$  - эффективный радиальный размер "змейки",  $b$  - полупериод "змейки". Частицы в накопителе при прохождении "змейки" испытывают дополнительную фокусировку со средним градиентом  $G$  магнитного поля на полупериод "змейки", равным:

$$G = \frac{H_0^2}{2(HR)} \left( 1 + \frac{b^2}{a^2} \right),$$

где  $HR$  - жесткость электронного пучка. Сдвиги частот бетатронных колебаний определяются выражениями:

$$\Delta v_x = - \frac{\beta_x H_0^2 b^3}{4\pi (HR)^2 a^2} \cdot n,$$

$$\Delta v_z = \frac{\beta_z H_0^2 b}{4\pi (HR)^2} \left(1 + \frac{b^2}{a^2}\right) \cdot n,$$

где  $n$  — число периодов "змейки".

Влияние фокусировки "змейки" и искажающих магнитов компенсируется линзами прямолинейного промежутка, которые имеют раздельное питание.

Коррекция орбиты, компенсация дополнительной фокусировки, изменение поля "змейки" осуществляется с помощью ЭВМ.

Наличие квадратичного по  $z$  члена в разложении  $H_x$  и кубичных членов в разложении  $H_x$  и  $H_z$  приводит к появлению зависимости фокусного расстояния "змейки" по вертикали от амплитуды бетатронных колебаний и, соответственно,  $\partial v_x / \partial a_z^2$ . Наличие в разложении  $H_x$  членов  $\sim X^4$  и учет того, что равновесная орбита проходит участки с полем в "змейке" с координатой  $X \neq 0$  приводит к зависимости фокусного расстояния "змейки" от амплитуды радиальных бетатронных колебаний и, соответственно, появлению  $\partial v_x / \partial a_x^2$ . Кубические нелинейности, возникающие при включенной "змейке", могут быть оценены из формул;

$$\frac{\partial v_x}{\partial a_x^2} = \frac{3\pi}{32} \frac{\beta_x H_0^2 b^3}{(HR)^2 a^4} n,$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial a_z^2} = \frac{3\pi}{32} \frac{\beta_z H_0^2 (a^2 + b^2)}{(HR)^2 a^4 b} n.$$

Для накопителя ВЭПП-3 с параметрами в месте "змейки":  $\beta_x = 400$  см,  $\beta_z = 200$  и параметрами "змейки":  $H_0 = 35$  кЭ,  $b = 4,5$  см,  $a = 6$ ,  $n = 10$  оценки нелинейностей и сдвигов частот бетатронных колебаний равны:

$$\partial v_x / \partial a_x^2 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ I/cm}^2, \quad \partial v_z / \partial a_z^2 = 9 \cdot 10^{-3} \text{ I/cm}^2, \quad \Delta v_x = -0,02, \quad \Delta v_z = 0,03.$$

Увеличение поля в "змейке" приводит к увеличению числа фотонов с энергией, большей, чем разрешенный энергетический разброс (для однократных процессов). Электрон, излучивший такой фотон, выбывает из пучка.

Время жизни пучка электронов, исходя из этого процесса, можно оценить формулой:

$$\frac{1}{\tau [\text{сек}]} = \frac{5,8 \cdot H_0 [\text{кЭ}]}{\delta E / E_c} \cdot L_{3M} [\text{см}] \cdot \exp(-\delta E / E_c),$$

где  $L_{3M}$  — полная длина "змейки",  
 $\delta E$  — предельный энергетический разброс,  
 $E_c$  — критическая энергия фотонов при поле  $H_0$ .

Конструкция "змейки" схематически показана на рис.2. Магнитная дорожка состоит из 20 сверхпроводящих магнитов, создающих знакопеременное поле с амплитудой 35 кЭ и полупериодом 4,5 см. Предусмотрена возможность постановки и удаления блока магнитов без нарушения вакуума в кольце ВЭПП-3. Схема подвески обеспечивает сохранение положения блока магнитов после охлаждения. Запас жидкого гелия в сосуде Дьюара (5) емкостью 100 л обеспечивает 12 часов не прерывной работы "змейки".



Все СПМ "змейки" включены последовательно. Пассивная защита обмотки осуществляется с помощью кремниевых вентилях, помещенных в жидкий гелий.

Пучок СИ, генерированный "змейкой", выводится из камеры накопителя в герметичную трубу, заполненную гелием, через двойное окно из бериллия толщиной 200 мкм. В зазоре двойного окна обеспечен охраняемый вакуум. Выходные фольги имеют водяное охлаждение по периметру. Спектрально-угловые характеристики пучка СИ из "змейки" описаны в /2/.

В настоящее время заканчивается испытание элементов "змейки" перед её установкой на накопитель. Обмотки сверхпроводящих магнитов изготовлены из Nb-Ti многожильного кабеля диаметром 0,7 мм с наполнителем из стеклоткани, пропитанной эпоксидным компаундом.

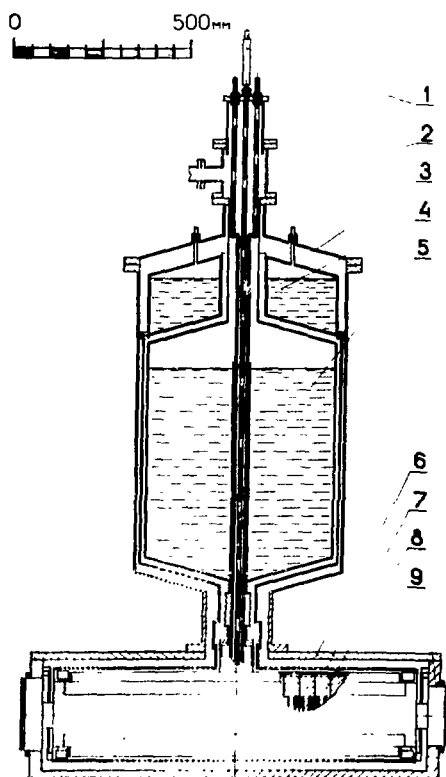


Рис.2. Общий вид "змейки" для накопителя ВЭШ-3.

1 - трубка для подачи жидкого гелия, 2 - токоввод, 3 - корпус сосуда с жидким гелием, 4 - жидкий азот, 5 - жидкий гелий, 6 - вакуумный кожух, 7 - азотный экран, 8 - сверхпроводящие магниты, 9 - фланцы вакуумной камеры накопителя.

При первых включениях магнитов наблюдался эффект "тренировки", аналогичный описанному в /4/. Тренировка, как представляется, связана с механическим уплотнением обмотки в направлении поля сил. "Тренированные" магниты практически сохраняют высокие критические параметры после отогрева до комнатной температуры и последующего охлаждения, а также при смене полярности источника пи-

тания. Число срывов сверхпроводимости, необходимых для "тренировки" до расчетного рабочего тока 210 А, приближенно пропорционально общему количеству магнитов, включенных последовательно, и составляет 3-4 срыва на один магнит. При этом критический ток магнита увеличивается от 130-150 А до 210-230 А, достигая значения 0,9-0,95 от измеренного критического тока коротких образцов сверхпроводника.

#### Л и т е р а т у р а

1. Кулипанов Г.Н., Скринский А.Н. Использование синхротронного излучения - состояние и перспективы, УФН, т.122, 309 (1977).
2. Барков Л.М. и др. Проект использования "змейки" из сверхпроводящих магнитов для генерирования синхротронного излучения на накопителе ВЭП-3. Препринт ИЯФ, 78-13, Новосибирск, 1978.
3. L.M.Barkov et al. Nuclear Instr. and Meth., 152 (1978), p.23-29.
4. W.B.Fowler et al. The Technology of Producing Reliable Superconducting Dipoles at Fermilab. Fermilab publ. TM-696, 1610, 1976.

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ БОЛЬШИХ ПРОТОННЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ  
ДЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЛИНЕЙНОЙ УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ

Е. А. Переведенцев, А. Н. Скринский

Институт ядерной физики СО АН СССР

Данная работа лежит в русле целого направления исследований, ведущихся в Институте в течение последних десяти лет и инициированных Г. И. Будкером. Основная идея этих исследований связана с существующей в настоящее время возможностью генерации интенсивных ультрарелятивистских пучков заряженных частиц, обладающих весьма большим запасом энергии на единицу длины пучка. Так, в современных крупнейших протонных ускорителях, например, SPS (ЦЕРН) в пучке с энергией 400 ГэВ и интенсивностью  $3 \cdot 10^{13}$  протонов за импульс  $^{1/1}$  запасена энергия около 2 МДж, что дает мощность  $\sim 100$  ГВт в импульсе длительностью 20 мксек при однооборотном выпуске. Эффективное преобразование этой энергии в энергию высокочастотного электромагнитного поля ускоряющей структуры позволило бы существенно повысить темп ускорения в линейных ускорителях и открыло бы новые возможности в физике высоких энергий. Из энергетических соображений очевидно, что с уменьшением длины волны напряженность ускоряющего электрического поля, генерируемого в структуре, возрастает:  $E \propto \lambda^{-2}$ .

1. Рассмотрим возбуждение электромагнитного поля моды  $E_{010}$  в цилиндрическом (радиуса  $a$  и длины  $h$ ) резонаторе, который пронизывается вдоль оси пучком, содержащим  $N$  заряженных частиц, сгруппированных в длинный периодический пучок из  $k$  ( $k \gg 1$ ) одинаковых сгустков так, что частота их следования равна  $\omega_{010}/n$  ( $n$  - целое). Предполагается, что такие слабо связанные резонаторы служат ячейками линейной ускоряющей структуры типа круглого диафрагмированного волновода, куда вслед за возбуждающим пучком инжектируется нужным образом сгруппированный пучок ускоряемых частиц.

После пролета весьма тонкого, полностью сгруппированного пучка получаем амплитуду  $E_1$  моды  $E_{010}$  (коэффициент пролета при  $h \approx a$  считаем практически равным 1):

$$E_1 = \left[ \frac{2}{J_2(\alpha_{01})} \right]^2 \frac{Ne}{a^2} \approx 14,9 \frac{Ne}{a^2} \approx 102 \frac{Ne}{\lambda^2}, \quad (1)$$

где  $J_m(x)$  - функция Бесселя  $m$ -го рода порядка  $m$ ,  $\alpha_{ml}$  -  $l$ -й корень  $J_m$ . Выразив  $E_1$  в МВ/см, имеем:

$$E_1 \text{ (МВ/см)} = 1,47 \cdot \frac{10^{-11} N'}{\lambda^2 \text{ (см)}}. \quad (1')$$

Затухание поля в резонаторе (с характерным временем  $\tau$ ) существенно при большой длине пучка:  $kn/\omega_{010} = knT/2\pi \gg \tau$  (но, разумеется,  $nT \ll \tau$ ); оно учитывается множителем  $k_r$ :

$$k_r = \frac{1}{k} \cdot \frac{1 - \exp(-knT/\tau)}{1 - \exp(-nT/\tau)} \approx \frac{\tau}{knT} [1 - \exp(-knT/\tau)],$$

и (1) переписывается в виде:

$$E = k_r E_1 = 102 \frac{I\tau}{\lambda^2} [1 - \exp(-knT/\tau)], \quad (2)$$

где  $I = \frac{Ne}{knT}$  - средний ток. При весьма большой длине пучка ( $knT \gg \tau$ ) установившаяся амплитуда поля полностью определяется величиной  $I\tau/\lambda^2$ . Используя зависимость  $\tau$  от  $\lambda$ :

$$\tau \approx \frac{\alpha_{01}}{2\pi S} \left( \frac{\sigma \lambda^3}{c^3} \right)^{1/2} \propto \lambda^{3/2}, \quad (3)$$

имеем в этом предельном случае:  $E \propto \lambda^{-1/2}$ . В (3) предполагается  $h \approx a$  и введен коэффициент шероховатости стенок  $s$ ;  $\sigma$  – проводимость. Вводя импеданс на единицу длины структуры:

$$R = 51 \frac{\alpha_{01}}{2\pi s} \left(\frac{\sigma}{\lambda c^3}\right)^{1/2} \approx \frac{2,25}{s\sqrt{\lambda(\text{см})}} \left[\frac{\text{МОм}}{\text{см}}\right],$$

запишем установившуюся амплитуду в виде:

$$E_2 = 2IR \approx 4,5 \frac{I(A)}{s\sqrt{\lambda(\text{см})}}. \quad (4)$$

При уменьшении  $\lambda$  апертура ускоряющей структуры может стать сравнимой с диаметром пучка, что приведет к понижению эффективности генерации поля по сравнению с оценками (1), (2) и (4): во-первых, уменьшится связь между током пучка  $\vec{j}(\vec{r}, t)$  и электрическим полем основной моды:  $\int \vec{E}_{010} dV / \int_{\text{max}} E \cdot v < 1$ ; во-вторых, упадет коэффициент прохождения тока пучка через структуру:  $\eta < 1$ . В этом случае частицы на периферии поперечного сечения пучка не участвуют в генерации поля и могут быть удалены коллиматором.

2. Повышения плотности тока на оси пучка можно достичь путем максимального сжатия его поперечных размеров, вложив ускоряющую секцию в жесткофокусирующий канал, обеспечивающий малые размеры пучка на всей её длине. Оценка акцептанса  $A$  ускоряющей секции с диаметром отверстия в диафрагме  $d = 2\xi a$ , вложенной в такой канал, составленный из коротких квадрупольных линз (период  $FODO$ ) с магнитным полем  $H_0$  на границе апертуры (практически равной радиусу волновода) дает:

$$A(\lambda) = \left[ \frac{\pi}{s} \cdot \left(\frac{\alpha_{01}}{2\pi}\right)^3 \cdot \frac{E_{\min}}{E_{\max}} \cdot \frac{H_0}{H_p} \cdot \xi^4 \cdot \lambda^3 \right]^{1/2} \propto \lambda^{3/2}, \quad (5)$$

причем выбор параметров канала обеспечивает поперечную устойчивость как замедляющихся частиц с энергиями от номинальной  $E_0$  ( $E_0 = eH_p$ ) до  $E_{\min}$ , так и ускоряемых – в энергетическом интервале от  $E_0$  до  $E_{\max}$  ( $E_{\max} \gg E_{\min}$ ). Предполагая гауссово распределение плотности в пучке, легко вычислить коэффициент прохождения пучка с заданным эмиттансом  $\epsilon_x \cdot \epsilon_z$ :

$$\eta(\lambda) = \left[1 - \exp\left(-\frac{A(\lambda)}{2\epsilon_x}\right)\right] \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{A(\lambda)}{2\epsilon_z}\right)\right]. \quad (6)$$

При работе с широкими пучками ( $\epsilon_{x,z} \gg A$ ) имеем:

$$\eta(\lambda) \approx A^2 / 4 \epsilon_x \epsilon_z \propto \lambda^3. \quad (7)$$

Домножив  $E_1$  на (7), можно видеть, что в этом пределе  $E \propto \lambda$ , и фазовая плотность пучка  $N/\epsilon_x \epsilon_z$  является определяющей.

Полагая для простоты  $\epsilon_x \approx \epsilon_z = \epsilon$ , комбинируя (6) и (2), считая путь коротким ( $\tau \rightarrow \infty$ ), находим оптимальную длину волны:

$$\lambda_{\text{opt}} \approx 1,33 \lambda_0, \quad \lambda_0(\text{см}) = \left[ \frac{E_{\max}}{E_{\min}} \cdot \frac{E_0(\text{ГэВ})}{H_0(\text{кЭ})} \cdot (S\xi)^{-4} \cdot \epsilon^2 (\text{мм.мраг}) \right]^{1/3}, \quad (8)$$

соответствующую максимальному значению напряженности:

$$E_{1\text{max}} = 0,286 \cdot E_1(\lambda_{\text{opt}}). \quad (9)$$

В обратном пределе для весьма длинного пути установившееся значение  $E_2$  находим, перемножая (6) и (4); оно максимально при  $\lambda = \lambda_{\text{opt}}$ :

$$\lambda_{\text{opt}} \approx 3,26 \lambda_0; \quad (10)$$

$$E_{2\text{max}} = 0,894 \cdot \left(4,5 \frac{I(A)}{s\sqrt{\lambda(\text{см})}}\right) \left[\frac{\text{МВ}}{\text{см}}\right]. \quad (11)$$

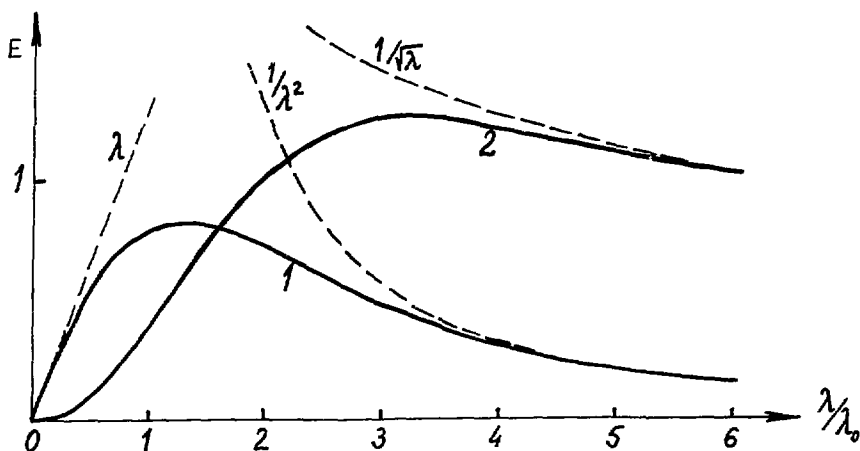


Рис. Зависимость напряженности  $E$  от длины волны  $\lambda$  (1 – короткий путь, 2 – бесконечно длинный путь).

Для иллюстрации двух предельных случаев (8-9) и (10-11) в таблице I приведены результаты рассмотрения возможности генерации больших ускоряющих полей с использованием пучков, выведенных из электронного накопителя ВЭПП-3 (ИЯФ СО АН СССР) и из протонного синхротрона SPS(ЦЕРН).

Таблица I.

		ВЭПП-3	SPS
Энергия,	ГэВ	1,5	400
Ток пучка,	А	0,3/3/	0,24/1,2/
Интенсивность,	ч-ц/имп.	$5 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{13}$
Эмиттанс,	мм.мрад.	0,3	0,017
Энергетический разброс,	МэВ	1,5	$40^{2/}$
$\lambda_{opt}$ ,	см	0,6	0,9
$E_{max}$ ,	МВ/см	5,7	0,75

3. Для группировки ультрарелятивистских частиц с периодом, близким к  $\lambda_{opt} \sim 1$  см, целесообразно использовать "клизотронный" принцип: после модуляции энергии напряжением  $U = E_0 u \sin \frac{2\pi}{\lambda} s$  пучок поступает в поворотный магнит с полем  $H(s)$ , где наличие дисперсионной функции  $\psi(s) \neq 0$  создает разность хода  $\Delta s$ , связанную с энергетическим отклонением  $\varepsilon = \Delta E/E_0$ :

$$\Delta s = \int_0^L \varepsilon \psi(s') \frac{H(s')}{H_0} ds' \equiv \varepsilon L. \quad (12)$$

В результате получаем модуляцию линейной плотности заряда  $x(s)$  в пучке с исходным гауссовым распределением по энергии:

$$x(s) = \frac{1}{2\pi\sigma_\varepsilon\sigma_s} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{\varepsilon^2}{2\sigma_\varepsilon^2} - \frac{s^2}{2\sigma_s^2}\right) d\varepsilon, \quad (13)$$

$$E_0 = \varepsilon - u \sin \frac{2\pi}{\lambda} (s - \varepsilon L), \quad (14)$$

$$s_0 = s - \varepsilon L. \quad (15)$$

Полагая  $\sigma_\varepsilon \gg \lambda$ , получим периодическую зависимость:

$$x(s) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x_n \exp(-in \frac{2\pi}{\lambda} s),$$

$$x_n = \gamma_n \left( n \cdot \frac{u}{\sigma_\varepsilon} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \sigma_\varepsilon L \right) \cdot \exp\left[-\frac{1}{2} \left( n \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \sigma_\varepsilon L \right)^2\right]. \quad (16)$$

Амплитуды Фурье-гармоник  $x_n$  играют роль "коэффициентов группировки"  $k_g(k_g < 1)$  и должны быть учтены в (2), где  $J$  следует заменить на  $J \eta k_g < J$ . Максимальное значение  $x_1 = 0,582$  достигается при  $\sigma_E = 0$  и  $2\pi uL = 1,84 \lambda$ .

Увеличения  $x_1$  можно добиться либо многократным применением преобразования (14), (15) (ультрарелятивистский аналог клистрона с каскадным группированием), либо добавлением высших гармоник в модулирующее напряжение. В идеальном случае для пилообразного напряжения с относительной амплитудой  $u$  получим:

$$x_n = \frac{\sin \frac{2\pi n}{\lambda} (\frac{\lambda}{2} - uL)}{\frac{2\pi n}{\lambda} (\frac{\lambda}{2} - uL)} \cdot \exp[-\frac{1}{2} (n \frac{2\pi}{\lambda} \sigma_E L)^2], \quad (17)$$

и  $x_{1max} = 1$  при  $\sigma_E = 0$  и  $uL = 0,5 \lambda$ .

Энергетический разброс в пучке приводит к уменьшению  $x_n$ , однако, при  $u/c \geq 3$  это уменьшение эффективности группировки становится практически несущественным. Для протонного пучка SPS с энергией 400 ГэВ  $\sigma_E \approx 10^{-4}$ , и модулирующее напряжение должно превышать 100 МВ.

Заметим, что для группирования пучка выгодно использовать часть магнита синхротрона, пропустив пучок один раз непосредственно перед выпуском через структуру, модулирующую энергию, которую можно установить в прямолинейном промежутке синхротрона.

4. В заключение остановимся на возможностях, которые открывает использование такого линейного ускорителя, возбуждаемого релятивистскими протонами (ЛУВРП), в физике высоких энергий.

Пучок, полученный в протонном ускорителе (SPS либо FNAL) с периметром  $\sim 6$  км, после азимутального сжатия целесообразно поделить на отрезки с длиной порядка нескольких длин затухания. Эти отрезки либо поочередно выводятся для повторного возбуждения одной и той же структуры ЛУВРП на полную энергию протонного пучка  $\sim 0,5$  ТэВ, либо выводятся одновременно за один оборот, и каждый инжектируется в соответствующую структуру. Во втором варианте эти структуры выстраиваются в единый линейный ускоритель для многократного повышения энергии (что сопровождается уменьшением средней частоты срабатывания всей установки и, соответственно, снижением средней интенсивности ускоряемых пучков).

В обоих вариантах интенсивность ускоряемых пучков ограничена допуском на их монохроматичность, возникающую из-за нагрузки ЛУВРП ускоряемым током, и может составлять  $\sim 10\%$  от интенсивности возбуждающего протонного пучка.

В обоих вариантах можно ускорять предварительно сгруппированные пучки протонов, антипротонов, электронов и позитронов. Весьма привлекательна возможность ускорения предварительно накопленных и охлажденных пучков  $e^-, e^+, \bar{p}$  и ионов. Особо отметим возможность ускорения поляризованных частиц без разрушения поляризации пучков.

Высокий темп ускорения в ЛУВРП решающим образом сказывается на интенсивности ускоренных пучков нестабильных вторичных частиц. Средняя напряженность должна в несколько раз превышать величину  $mc/\epsilon \tau_0$ , где  $\tau_0$  - время жизни частицы, что составляет 1,6 кВ/см для  $\mu$ - мезонов, 0,18 МВ/см для  $\pi^\pm$ - мезонов и 1,4 МВ/см для  $K^\pm$ - мезонов.

Получение интенсивных  $J$ - мезонных пучков целесообразно начать с энергий  $\sim 2+5$  ГэВ, оптимальных для их рождения, затем, доускорив  $J$ - мезонный пучок в линейном ускорителе с достаточно большим аксептансом, направить его в ЛУВРП и ускорить до конечной энергии. Интенсивность  $J$ - мезонного пучка в таком варианте может достигать  $\sim 0,1$  от протонной. Пучки  $\mu$ - мезонов, полученные в  $K$ - мезонном канале, желательно было бы охлаждать в накопителе методом ионизационных потерь на внутренней мишени, а затем ускорить их до полной энергии в ЛУВРП. При таком способе интенсивность  $\mu$ - мезонного пучка может быть близка к интенсивности пучка  $K$ - мезонов.

Особый интерес представляют новые возможности для решения проблемы встречных пучков нестабильных частиц сверхвысоких энергий с использованием ускорения в ЛУВРП. Проведенные оценки показывают, что средняя светимость установки на 500 ГэВ со встречными пучками  $\mu\mu$  может составлять  $\sim 3 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , для встречных  $\mu p$  —  $3 \cdot 10^{28} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , а для встречных  $\mu\mu$  (с предварительным ионизационным охлаждением) может достигать  $\sim 3 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1/4}$ .

#### Л и т е р а т у р а

1. J. V. Adams. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Т. I, Серпухов, 1977, с. 17.
2. The PS Performance Committee (reported by P. Lefevre), там же, с. 88.
3. Винокуров Н. А., Кулипанов Г. Н., Переведенцев Е. А., Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Т. II, М., "Наука", 1977, с. 16.
4. Переведенцев Е. А., Скринский А. Н., препринт ИЯФ 78-86, Новосибирск, 1977.

ВЛИЯНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС БЕТАТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ

Н. Ю. Казаринов, В. Ф. Шевцов

Объединённый институт ядерных исследований, Дубна

Влияние пространственного заряда на параметрический резонанс бетатронных колебаний в циклических ускорителях исследовалось в работах /1-3/. Собственный заряд пучка благоприятствует медленному прохождению резонанса с увеличением частоты; при прохождении резонанса с уменьшением частоты амплитуда колебаний неограниченно растёт.

Известно, что малая кубическая нелинейность внешнего электромагнитного поля улучшает условия медленного прохождения резонанса с увеличением (уменьшением) частоты в зависимости от знака нелинейности. /4/

В данной работе рассматривается влияние кубической нелинейности внешнего поля на параметрический резонанс бетатронных колебаний в присутствии сил пространственного заряда.

В пренебрежении связью движений, обусловленной собственными полями, среднеквадратичный размер  $a$  кольцевого пучка, находящегося в электромагнитном поле, имеем кубическую нелинейность, удовлетворяет дифференциальному уравнению

$$\ddot{a} + \nu^2 a - \frac{F^2}{a^3} - \frac{Qa^3}{a} = \frac{2\nu\eta}{3a^2} a^3 + \varepsilon a \cos \theta, \quad (1)$$

где  $\nu$  - частота бетатронных колебаний, отнесённая к частоте обращения частицы во внешнем магнитном поле  $\omega_0 = \beta c/R$ ,  $F = \nu a_0^2$  - величина эффективного фазового объёма пучка,  $Q = \frac{\nu_0 R^2}{2\beta^2 \gamma^3 a_0^2}$  - относительный кулоновский сдвиг частоты,  $a_0$  - среднеквадратичный размер согласованного пучка,  $R$  - средний радиус кольца,  $\nu_0 = N_0 \gamma_0$  - параметр Будкера,  $\gamma_0 = \frac{e^2}{m c^2}$ ,  $e$ ,  $m$  - заряд и масса частицы, соответственно,  $c$  - скорость света в вакууме,  $N_0$  - линейная плотность частиц в кольце,  $\gamma$  - релятивистский фактор частиц. Дифференцирование в (1) проводится по угловой переменной  $\theta = \omega t$ . Параметр  $\eta$  равен нелинейному сдвигу относительной частоты колебаний. Величина  $\varepsilon$  характеризует относительную ошибку показателя спада внешнего поля. Уравнение (1) получено в предположении малости изменения фазового объёма  $F$ , обусловленного нелинейностью собственно и внешнего электромагнитных полей /5/.

В отсутствие нелинейного члена ( $\eta = 0$ ), собственного заряда ( $Q = 0$ ) и возмущения магнитного поля ( $\varepsilon = 0$ ) общее решение уравнения (1) можно записать в виде:

$$\left(\frac{a}{a_0}\right)^2 = E + \sqrt{E^2 - 1} \sin(2\nu\theta + \varphi), \quad (2)$$

где  $E$  и  $\varphi$  - произвольные постоянные. В первом порядке метода усреднения Крылова-Боголюбова /6/ медленно меняющиеся функции  $E$  и  $W = \frac{25\theta + \varphi}{2}$  удовлетворяют уравнениям:

$$\begin{aligned} \dot{E} &= 2G \sqrt{E^2 - 1} \cos 2W \\ \dot{W} &= \delta - G \frac{E}{\sqrt{E^2 - 1}} \sin 2W - \frac{Q}{E+1} - \eta E; \end{aligned} \quad (3)$$

здесь  $G = \frac{\varepsilon}{4\nu}$ ,  $\delta = \nu - \frac{1}{2}$ .



Уравнения (3) при  $\eta = 0$  совпадают с основными уравнениями работ [1,2].

При медленном прохождении резонанса амплитуда колебаний среднеквадратичного размера пучка, согласованного в начальный момент времени, должна примерно следовать устойчивым стационарным решениям системы (3). На рис. 1-4 показана зависимость функции  $V$ :

$$V = \frac{a_{\max}}{a_0} = (E_0 + \sqrt{E_0^2 - 1})^{1/2} \quad (4)$$

от относительной расстройки  $\mathcal{D} = \delta/G$  при различном соотношении параметров  $\eta/G$  и  $Q/G$ . В формуле (4)  $E_0$  означает стационарное решение системы (3). Пунктиром на графиках отмечены неустойчивые стационарные решения. Из графиков видно, что в зависимости от соотношения параметров  $\eta/G$  и  $Q/G$  возможны три режима медленного прохождения резонанса.

В первом режиме ( $\eta < 0$ ) вид функции  $V$ , вычисленной при  $\eta/G = -3$  и  $Q/G = 6$ , показан на рис. 1. В этом случае возможно медленное прохождение резонанса с увеличением частоты ( $\mathcal{D} > 0$ ). При этом максимальное увеличение размера пучка происходит в точке  $\mathcal{D} = \mathcal{D}_{\max}$  (см. рис. 1):

$$\mathcal{D}_{\max} = -\frac{E_0}{\sqrt{E_0^2 - 1}} + \frac{Q}{G} \frac{1}{E_0 + 1} + \frac{\eta}{G} E_0, \quad (5)$$

$$E_0 = 1 + \left[ 2 \left( \frac{Q}{4G} - \frac{\eta}{G} \right)^{2/3} - \frac{1}{2} + \frac{1}{6} \frac{Q}{(Q/4 - \eta)} \right]^{-1/2}.$$

Формула (5) справедлива при выполнении условия:

$$Q/4 - \eta \gg G. \quad (6)$$

Увеличение размера в этом случае может быть найдено с помощью формулы (4), где стационарное решение системы (3) равно  $E_{\max}$ :

$$E_{\max} = 1 + 1.57 \left( \frac{Q}{4G} + \frac{|\eta|}{G} \right)^{-2/3}, \quad (7)$$

т.е. уменьшается с ростом  $Q$  и  $|\eta|$ .

При прохождении резонанса с уменьшением частоты ( $\mathcal{D} < 0$ ) амплитуда колебаний неограниченно растёт.

Во втором режиме ( $\eta > 0$ ,  $Q \leq Q_0$ ) зависимость  $V(\mathcal{D})$  при  $\eta/G = 3$  и  $Q/G = 10$  показана на рис. 2. Величина  $Q_0$  определяется соотношением:

$$Q_0 = \frac{3E_0(E_0 + 1)^2}{E_0 + 2} \eta; \quad E_0 = 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{3G}{\eta} \right)^{2/5}. \quad (8)$$

Для данных параметров  $\eta$  и  $Q$ ,  $Q_0 = 24$

В случае прохождения резонанса с уменьшением частоты максимальное увеличение амплитуды колебаний происходит при  $\mathcal{D}$ , равном некоторому  $\mathcal{D}_{\min}$  (см. рис. 2).

Для слабой нелинейности, когда  $\eta \ll Q$ :

$$\mathcal{D}_{\min} = \frac{E_0}{\sqrt{E_0^2 - 1}} + \frac{Q}{G} \frac{1}{E_0 + 1} + \frac{\eta}{G} E_0, \quad (9)$$

$$E_0 = \left[ 1 + \frac{Q/\eta}{(1 + \sqrt{Q/\eta})^2} \right]^{1/2}.$$

Значение  $E_{\max}$  можно найти при  $\eta > G$  с помощью формулы:

$$E_{\max} = \left\{ 1 + \frac{Q/\eta}{\left[ 1 + \sqrt{\eta/Q} - \sqrt{G^2/(\eta Q)} \left( 1 + \frac{3}{2} \sqrt{\eta/Q} \right) \right]^2} \right\}^{1/2} \quad (10)$$

Согласно выражению (10),  $E_{\max}$  увеличивается с ростом  $Q$  и уменьшается с ростом  $\eta$ .

При прохождении резонанса с увеличением частоты амплитуда колебаний неограниченно растёт.

В третьем режиме ( $\eta > 0$ ,  $Q > Q_0$ ) зависимость  $V(\varrho)$  при  $\eta/G = 3$  и  $Q/G = 30$ ,  $Q/G = 45$  показана на рис.3,4, соответственно.

Введём ширину "резонансной полосы"  $P$  (см. рис.3,4) как :

$$P = \varrho_{\max} - \varrho_{\min}, \quad (II)$$

где значения  $\varrho_{\max}$ ,  $\varrho_{\min}$  даются формулами (5), (9). Если  $P > 0$  (рис.3), амплитуда колебаний среднеквадратичного размера при медленном прохождении резонанса изменяется так же, как во втором режиме. На рис.5 показана зависимость ширины "резонансной полосы"  $P$  от параметра  $Q/G$  при нескольких значениях  $\eta/G$ . Из графиков видно, что величина  $P$  убывает с ростом  $Q/G$  (при фиксированном  $\eta/G$ ) и при  $Q/G$  больших некоторого  $(Q/G)_{кр}$  становится отрицательной (рис.4). В этом случае возможно медленное прохождение резонанса как с увеличением, так и с уменьшением частоты колебаний. Значения  $(Q/G)_{кр}$  при  $Q \gg \eta$  могут быть найдены из уравнения :

$$\sqrt{\eta/Q} = \frac{1}{2} \left[ z_0 - \sqrt{z_0^2 - z_0 \left[ 1 - \frac{1}{2} (4x)^{-3/2} - 3x(1+x) \right]} \right], \quad (I2)$$

где  $z_0 = \left[ 1+x - \frac{1}{76} (4x)^{-3/2} \right]^{-1}$ ,  $x = \frac{1}{4} \left( \frac{Q}{G} \right)^{-2/3}$ .

На рис.6 представлена зависимость  $(Q/G)_{кр}$  от параметра  $\eta/G$  (кривая 1). Максимальное увеличение размера пучка происходит в точке  $\varrho = \varrho_{\min}$  и может быть вычислено по формулам (4), (10). Зависимость максимального среднеквадратичного размера от параметра  $\eta/G$  при  $Q/G = (Q/G)_{кр}$  показана на рис.6 (кривая 2). Из графика видно, что величина максимального размера убывает с ростом  $\eta/G$ .

Таким образом, совместное действие пространственного заряда и кубической нелинейности внешнего электромагнитного поля приводит к благоприятным условиям пересечения параметрического резонанса как с увеличением, так и с уменьшением частоты колебаний.

#### Л и т е р а т у р а

1. Казаринов Н.В. и др. ОИЯИ, Р9-9721, Дубна, 1976.  
"Particle Accelerators", 1977, 8, 1, p.p. 43-47.
2. Smith L. Труды Международной конференции по ускорителям заряженных частиц, Москва, 1964, стр.897.
3. Кузнецов А.Б. ОИЯИ, Р9-2266, Дубна, 1965.
4. Коломенский А.А., Полухин А.Т. Вестник МГУ, физика, астрономия, 5, 1968, стр.81.
5. Казаринов Н.В., Перельштейн Э.А. ОИЯИ, Р9-11337, Дубна, 1978.
6. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, "Наука", Москва, 1974.

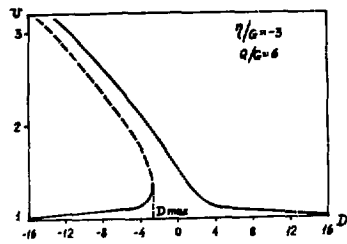


Рис. 1.

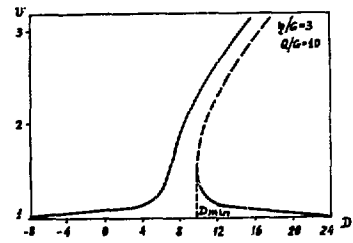


Рис. 2.

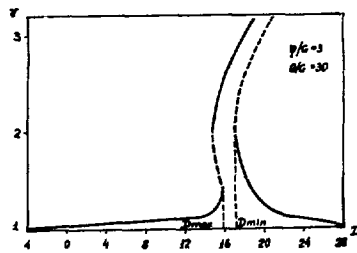


Рис. 3.

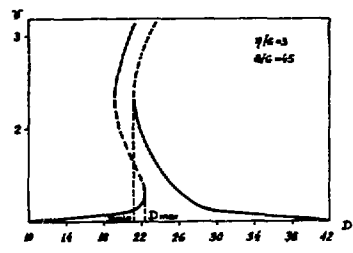


Рис. 4.

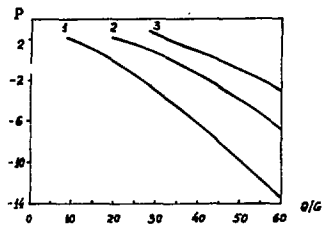


Рис. 5. Кривая 1 -  $\eta/G = 3/4$   
2 -  $\eta/G = 9/4$ , 3 -  $\eta/G = 15/4$ .

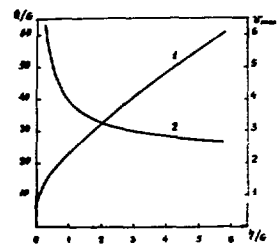


Рис. 6.

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ СГУСТКОВ В ОБЪЕМНЫХ РЕЗОНАТОРАХ

Л. Г. Ломизе, Н. Н. Свешникова

Московский радиотехнический институт АН СССР

Когда сгусток заряженных частиц равномерно движется в безграничном пространстве, вокруг него имеется магнитное поле, изменение которого ответственно за лоренцево сокращение электрического поля. Если сгусток пролетает равномерно через объемный резонатор, то индукционное электрическое поле в нем является суперпозицией видов колебаний резонатора и, вообще говоря, не обязано приводить к сжатию собственного поля сгустка в точном соответствии с преобразованиями Лоренца, поскольку в любой инерциальной системе отсчета резонатор и сгусток движутся с разными скоростями. Тем не менее оказываются справедливыми следующие утверждения, обосновываемые ниже:

1. Если сгусток влетает в резонатор и движется в нем, то с ростом энергии частиц его собственное поле сжимается в точном соответствии с преобразованиями Лоренца и оказывается таким, как если бы резонатор двигался вместе со сгустком.

2. Если по резонатору движется только передний (или задний) фронт пучка, то собственное поле содержит два слагаемых, одно из которых с ростом энергии сжимается в соответствии с преобразованиями Лоренца, а второе вообще не зависит от энергии частиц.

3. Если резонатор заполнен средой с диэлектрической и магнитной проницаемостями  $\epsilon$  и  $\mu$ , то при черенковских скоростях лоренцево сжатие протекает точно так же, как в пустом резонаторе, если только под лоренц-фактором  $\Gamma$  понимать величину  $\Gamma = 1/\sqrt{1 - \epsilon\mu\beta^2}$ .

4. После преодоления черенковского порога ( $\epsilon\mu\beta^2 > 1$ ) собственное поле приобретает линейчатый спектр, у которого каждая из частот соответствует синхронизму между пучком и соответствующим волноводным типом волны. При приближении  $\beta$  к черенковскому порогу сверху эти частоты стремятся к бесконечности, интенсивность продольного поля приближается к нулю и собственное поле превращается в совокупность плоских волн, распространяющихся вместе со сгустком.

Для обоснования этих утверждений необходимо не только иметь строгие выражения для компонент электромагнитного поля в резонаторе с пролетающим через него сгустком, которые были получены в целом ряде работ, посвященных переходному [1-5] и черенковскому излучениям [6], а также реакции переходного излучения на сгусток [7], но и представить их в виде, позволяющем вскрыть взаимосвязь между различными полями. Поэтому мы будем отталкиваться от уравнений Максвелла, опираясь на развитый Л. А. Файнштейном метод расчета возбуждения резонатора заданными токами [8], который позволяет рассмотреть с единой точки зрения поля не только одиночного сгустка, но и периодически повторяющихся сгустков.

Пусть в цилиндрический резонатор радиуса  $R$  и длины  $hR$  влетает цилиндрический сгусток длиной  $\ell R$  радиуса  $z_0 R$ , несущий равномерно распределенный заряд  $q$ . Резонатор заполнен средой без дисперсии с параметрами  $\epsilon$  и  $\mu$ . Влет сгустка в резонатор происходит вдоль его оси сквозь сплошные торцевые стенки, которые выполнены, например, из тонкой фольги. В дальнейшем все линейные размеры и координаты отнесены к радиусу  $R$ . Ось  $z$  цилиндрической системы коор-

динат совместим с осью резонатора, отсчитывая  $z$  от его входного торца в направлении движения. Разложим плотность заряда  $\rho$  в ряд Фурье:

$$\rho(z, z) = \frac{4q}{\pi r_0^2 \ell R^2 h} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1(\nu_n z_0) J_0(\nu_n z)}{\nu_n J_0^2(\nu_n)} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\cos \delta_m z_1 - \cos \delta_m z_2}{\delta_m} \sin \delta_m z, \quad (1)$$

где  $\nu_n$  -  $n$ -ый корень функции  $J_0(x)$ ,  $\delta_m = \pi m/h$ , а  $z_1$  и  $z_2$  - продольные координаты конца и начала ступки или, точнее, той его части, которая находится в резонаторе. Подставив (1) в уравнение Пуассона  $\Delta\varphi = -4\pi\rho/\epsilon$  и решив это уравнение, находим компоненты потенциального электрического поля:

$$E_{zn} = -\frac{1}{\epsilon h} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_n J_0(\nu_n z)}{\nu_n} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\cos \delta_m z_1 - \cos \delta_m z_2}{\delta_m^2 + \nu_n^2} \cos \delta_m z, \\ E_{zn} = \frac{1}{\epsilon h} \sum_{n=1}^{\infty} a_n J_1(\nu_n z) \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\cos \delta_m z_1 - \cos \delta_m z_2}{\delta_m (\delta_m^2 + \nu_n^2)} \sin \delta_m z, \quad (2)$$

где  $a_n = 16q J_1(\nu_n z_0) / (R^2 z_0 \ell J_0^2(\nu_n))$ . В этих выражениях можно выполнить суммирование по  $m$ , приведя их к виду:

$$E_{zn} = -\frac{1}{2\epsilon} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_n J_0(\nu_n z)}{\nu_n^2 \text{sh}(\nu_n h)} \begin{cases} \text{ch } \nu_n z [\text{ch } \nu_n (h-z_1) - \text{ch } \nu_n (h-z_2)], & 0 < z < z_1 \\ \text{ch } \nu_n (h-z) \text{ch } \nu_n z_1 - \text{ch } \nu_n (h-z_2) \text{ch } \nu_n z, & z_1 < z < z_2 \\ \text{ch } \nu_n (h-z) [\text{ch } \nu_n z_1 - \text{ch } \nu_n z_2], & z_2 < z < h \end{cases} \quad (3)$$

$$E_{zn} = \frac{1}{2\epsilon} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_n J_1(\nu_n z)}{\nu_n^2 \text{sh}(\nu_n h)} \begin{cases} \text{sh } \nu_n z [\text{ch } \nu_n (h-z_1) - \text{ch } \nu_n (h-z_2)], & 0 < z < z_1 \\ \text{sh } \nu_n h - \text{sh } \nu_n (h-z) \text{ch } \nu_n z_1 - \text{sh } \nu_n z \text{ch } \nu_n (h-z_2), & z_1 < z < z_2 \\ \text{sh } \nu_n (h-z) [\text{ch } \nu_n z_2 - \text{ch } \nu_n z_1]. & z_2 < z < h \end{cases}$$

Для расчета индукционного поля предположим вначале, что ступки повторяются с пространственным периодом  $\beta\lambda$ . Разложив плотность тока  $\rho v$  в каждой точке пространства в ряд Фурье по гармоникам частоты  $c/\lambda$  и применяя для каждой гармоники метод комплексных амплитуд, можно индукционное поле каждой гармоники  $\vec{E}_n$ ,  $\vec{H}_n$  представить в виде суммы ортогональных колебаний резонатора [8]:

$$\vec{E}_n = \sum_{m,n} C_{mn} \vec{E}_{mn}; \quad \vec{H}_n = \sum_{m,n} \frac{\omega_{mn}}{\omega^2 - \omega_{mn}^2} C_{mn} \vec{H}_{mn}; \quad C_{mn} = \frac{4\pi i \omega}{\omega^2 - \omega_{mn}^2} \int_V \vec{E}_{mn} dv / \int_V \epsilon E_{mn}^2 dv, \quad (4)$$

где  $E_{mn}$  и  $H_{mn}$  - комплексные амплитуды векторов поля  $m$ -ого вида колебаний:

$$E_z^{(mn)} = J_0(\nu_n z) \cos \delta_m z; \quad E_r^{(mn)} = \frac{\delta_m}{\nu_n} J_1(\nu_n z) \sin \delta_m z; \quad H_\varphi^{(mn)} = -i \frac{K_{mn}}{\nu_n} J_1(\nu_n z) \cos \delta_m z, \quad (5)$$

$\omega_{mn}$  - их резонансные частоты,  $m$  и  $n$  - номера вариаций по  $z$  и  $r$  - гармоника частоты следования ступков,  $j$  - комплексная амплитуда плотности тока пучка,  $dv$  - элемент объема резонатора  $V$ ,  $K_{mn} = \sqrt{(\delta_m^2 + \nu_n^2) / \epsilon \mu}$  - волновое число. Подставив в (4) выражения (5) для полей  $\vec{E}_{mn}$  и  $\vec{H}_{mn}$ , а также результат разложения тока пучка в ряд Фурье по временным гармоникам, получаем индукционные поля  $\vec{E}_n$  и  $\vec{H}_n$  для последовательности ступков в виде тройного ряда по  $m$ ,  $n$  и  $p$ , где  $p$  - порядковый номер гармоники тока пучка. Устремляя период следования ступков  $\beta\lambda$  к бесконечности и вычисляя суммы по  $p$ , превратившиеся в интегралы Фурье, находим индукционное поле ступков, повторяющихся с бесконечно малой частотой. Вычтя затем из этого решения поле, действующее непосредственно перед влетом в резонатор переднего фронта ступка, получаем индукционное поле одиночного ступка в различные моменты времени  $z_t$ , измеряемые расстоянием вдоль оси  $z$  между входным торцом резонатора и передним фронтом ступка:

$$E_{zn} = -\frac{\beta^2 \Gamma^2}{2\epsilon h} \sum_{n=1}^{\infty} a_n \nu_n J_0(\nu_n z) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(1 + \text{sign } m) \cos \delta_m z}{K_{mn} (\delta_m^2 + \nu_n^2 \Gamma^2)} G_{mn}, \quad (6)$$

$$E_{zm} = -\frac{\beta^2 \Gamma^2}{\epsilon h} \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n J_1(\nu_n z) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\delta_m \sin \delta_m z}{k_{mn}^2 (\delta_m^2 + \nu_n^2 \Gamma^2)} G_{mn}$$

$$H_{\varphi n} = \frac{\beta \Gamma^2}{2h} \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n J_1(\nu_n z) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(1 + \text{sign } m) \cos \delta_m z}{\delta_m^2 + \nu_n^2 \Gamma^2} L_{mn} \quad (6)$$

где

$$G_{mn} = \begin{cases} 0, & z_t \leq 0 \\ \cos \delta_m z_t - \cos \frac{k_{mn}}{\beta} z_t, & 0 < z_t < \min(\ell, h) \\ -2 \sin \frac{\delta_m \ell}{2} \sin \delta_m (z_t - \frac{\ell}{2}) + 2 \sin \frac{k_{mn} \ell}{\beta} \sin \frac{k_{mn}}{\beta} (z_t - \frac{\ell}{2}), & \ell < z_t < h \\ -\cos \frac{k_{mn}}{\beta} z_t + (-1)^m \cos \frac{k_{mn}}{\beta} (z_t - h), & h < z_t < \ell \\ -\cos \delta_m (z_t - \ell) + [2 \sin \frac{k_{mn} \ell}{\beta} \sin \frac{k_{mn}}{\beta} (z_t - \frac{\ell}{2}) + (-1)^m \cos \frac{k_{mn}}{\beta} (z_t - h)], & \max(\ell, h) < z_t < \ell + h \\ 2 \sin \frac{k_{mn}}{\beta} \frac{\ell}{2} [\sin \frac{k_{mn}}{\beta} (z_t - \frac{\ell}{2}) - (-1)^m \sin \frac{k_{mn}}{\beta} (z_t - h - \frac{\ell}{2})], & z_t > \ell + h \end{cases} \quad (7)$$

$\Gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2 \mu^2}$ , а  $L_{mn}$  получается из  $G_{mn}$  путем интегрирования последнего по  $z_t$  от 0 до  $z_t$ . Выражения (7) содержат два слагаемых, из которых первое описывает лоренцевское поле, (т.е. индукционную часть собственного поля), а второе — поле излучения. При дочеренковских скоростях, когда  $\Gamma$  вещественно, лоренцевское поле имеет сплошной спектр, поскольку частоты  $\delta_m$  расположены настолько близко друг к другу, что их в принципе нельзя разрешить с помощью спектроанализатора. Поле излучения имеет линейчатый спектр с частотами  $k_{mn}/\beta$ . В первый момент времени  $z_t = 0$  лоренцевское поле и поле излучения равны по величине и полностью уничтожат друг друга во всем объеме резонатора. С ростом  $z_t$  это равенство постепенно нарушается из-за разницы в частотах  $\delta_m$  и  $k_{mn}/\beta$ , возникает результирующее поле и далее лоренцевское поле и поле излучения существуют независимо друг от друга, выполняя каждое свою функцию: поле излучения тормозит ступок, преобразуя его кинетическую энергию в энергию электромагнитных колебаний, оставшихся в резонаторе, а лоренцевское поле осуществляет сжатие потенциального поля, в чем нетрудно убедиться, сопоставляя выражения (6) и (7) с формулами (2). Количественную оценку этого сжатия можно произвести, сложив лоренцевское поле с потенциальным полем (2) и выполнив суммирование по  $m$ . Получающееся при этом собственное поле при пролете ступка через резонатор ( $\ell \leq z_t \leq h$ ) имеет вид:

$$E_{zc} = -\frac{1}{2\epsilon \Gamma} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha_n J_0(\nu_n z)}{\nu_n^2 \text{sh } \nu_n h} \begin{cases} \text{ch } \nu_n \Gamma z [\text{ch } \nu_n \Gamma (h - z_1) - \text{ch } \nu_n \Gamma (h - z_2)], & 0 < z < z_1 \\ \text{ch } \nu_n \Gamma (h - z) \text{ch } \nu_n \Gamma z_1 - \text{ch } \nu_n \Gamma (h - z_2) \text{ch } \nu_n \Gamma z, & z_1 < z < z_2 \\ \text{ch } \nu_n \Gamma (h - z) [\text{ch } \nu_n \Gamma z_1 - \text{ch } \nu_n \Gamma z_2], & z_2 < z < h \end{cases} \quad (8)$$

$$E_{zc} = \frac{1}{2\epsilon} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha_n J_1(\nu_n z)}{\nu_n^2 \text{sh } \nu_n \Gamma h} \begin{cases} \text{sh } \nu_n \Gamma z [\text{ch } \nu_n \Gamma (h - z_1) - \text{ch } \nu_n \Gamma (h - z_2)], & 0 < z < z_1 \\ \text{sh } \nu_n \Gamma h - \text{ch } \nu_n \Gamma z_1 \text{sh } \nu_n \Gamma (h - z) - \text{ch } \nu_n \Gamma (h - z_2) \text{sh } \nu_n \Gamma z, & z_1 < z < z_2 \\ \text{sh } \nu_n \Gamma (h - z) [\text{ch } \nu_n \Gamma z_2 - \text{ch } \nu_n \Gamma z_1], & z_2 < z < h \end{cases}$$

при влете ступка в резонатор [ $0 < z_t \leq \min(\ell, h)$ ]

$$E_{zc} = -\frac{1}{2\epsilon} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha_n J_0(\nu_n z)}{\nu_n^2} \left[ \frac{\text{ch } \nu_n (h - z)}{\text{sh } \nu_n h} - \begin{cases} \frac{\text{ch } \nu_n \Gamma (h - z_2) \text{ch } \nu_n \Gamma z}{\Gamma \text{sh } \nu_n \Gamma h} & z < z_2 \\ \frac{\text{ch } \nu_n \Gamma (h - z) \text{ch } \nu_n \Gamma z_2}{\Gamma \text{sh } \nu_n \Gamma h} & z > z_2 \end{cases} \right] \quad (9)$$

$$E_{zc} = -\frac{1}{2\epsilon} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha_n J_1(\nu_n z)}{\nu_n^2} \left[ \frac{\text{sh } \nu_n (h - z)}{\text{sh } \nu_n h} - \begin{cases} 1 - \frac{\text{ch } \nu_n \Gamma (h - z_2) \text{sh } \nu_n \Gamma z}{\text{sh } \nu_n \Gamma h} & z < z_2 \\ \frac{\text{sh } \nu_n \Gamma (h - z) \text{ch } \nu_n \Gamma z_2}{\text{sh } \nu_n \Gamma h} & z > z_2 \end{cases} \right]$$

Сравнивая (8) и (9) с (3), нетрудно видеть, что для сгустка, влетающего в резонатор, собственное поле может быть получено из потенциального поля с помощью преобразований Лоренца, т.е. оказывается таким, как если бы резонатор двигался вместе со сгустком, сохраняя в лабораторной системе отсчета свою длину покоя  $h$ . При пролете через резонатор переднего фронта подбесконечного пучка собственное поле содержит два слагаемых, второе из которых привязано к фронту пучка и преобразуется по Лоренцу, в то время как первое привязано ко входному торцу резонатора и не зависит от энергии частиц.

Так как в начальный период времени влета поле излучения является негативным отпечатком собственного поля и поэтому вынуждено повторять свойства последнего, становятся понятными некоторые особенности поля излучения, отмечавшиеся в [2,7]. При стремлении размеров сгустка к нулю, энергия собственного поля, как известно, неограниченно возрастает и именно поэтому энергия излучения также будет стремиться к бесконечности. Становится понятной также зависимость потерь на переходное излучение от энергии частиц [2,4,5]. С ростом  $\Gamma$  лоренцевское поле сгустка нарастает, стремясь по величине к потенциальному полю. Поле излучения зависит от  $\Gamma$  так же, как и лоренцевское: при малых  $\Gamma$  оно нарастает, а при больших  $\Gamma$  остается практически постоянным.

Выражения (8) и (9) справедливы и за черенковским порогом, когда  $\Gamma$  — мнимая величина. При этом спектр собственного поля становится линейчатый (с частотами  $i\nu_n \Gamma$ ), а распределение собственного поля вдоль сгустка — знакопеременным. Поле излучения имеет свой спектр с частотами  $k_{mn}/\beta$ . В тех случаях, когда происходит совпадение частот собственного поля и поля излучения:  $i\nu_n h = \beta m$ , наступает синхронизм между полем излучения и пучком и собственное поле становится неотделимым от поля излучения не только вблизи  $z_t = 0$ , но и во все последующие моменты времени. При этом оба поля равны бесконечности, в то время как результирующее поле остается конечным и линейно нарастает во времени.

Применявшийся выше метод расчета индукционного поля дает аналогичные результаты и для периодически повторяющихся сгустков.

#### Л и т е р а т у р а

1. Рубин С.Б., Мамонов В.Н. Препринт ОИЯИ 9-3346-2, Дубна, 1967.
2. Кузнецов А.Д., Рубин С.Б. Препринт ОИЯИ РЭ-49С9, Дубна, 1970.
3. Liboff R.L. *Journal of Mathematical Physics*, 1970, v. 11, N 14, p. 1295.
4. Воскресенский Г.В., Курдюмов В.Н. Труды РТИ АН СССР, 1971, N 7, с. 3.
5. Воскресенский Г.В., Курдюмов В.Н. Труды РТИ АН СССР, 1971, N 7, с. 27.
6. Адамчук А.С., Нарышкина Л.Г. Известия вузов, Радиофизика, 1971, т. 14, N 8, с. 1260.
7. Воскресенский Г.В., Курдюмов В.Н. Труды РТИ АН СССР, 1974, N 19, с. 47.
8. Зайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Советское радио, 1957.

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА В НАКОПИТЕЛЯХ СО СВЯЗЬЮ КОЛЕБАНИЙ

В.Н.Литвиненко, Е.А.Переведенцев

Институт ядерной физики СО АН СССР

В данной работе предлагается метод точного расчета параметров пучка в накопителях со связью колебаний, без предположения о её малости. Необходимость в таком методе появилась в связи с установкой на современные накопители элементов (например, соленоидальных магнитных детекторов), приводящих к сильной связи поперечных степеней свободы. Учет воздействия таких элементов на движение частиц, как слабого возмущения [2,3], в ряде случаев оказывается недостаточным.

Для описания движения частиц используется натуральная система координат, связанная с равновесной орбитой  $\vec{r}_0(s)$ :

$$\vec{r} = \vec{r}_0(s) + x \cdot \vec{n}(s) + z \cdot \vec{b}(s); \quad (1)$$

где  $\vec{n}(s)$  - нормаль,  $\vec{b}(s)$  - бинормаль, и  $s = \int |d\vec{r}_0|$  - азимут.

На некотором азимуте  $s$  частица полностью описывается координатами  $x, z$ , сопряженными им компонентами канонического импульса  $P_1$  и  $P_3$ , временем  $t = t_0(s) + \tau$  ( $t_0(s)$  - время прохождения азимута  $s$  равновесной частицей) и энергией  $E = E_0 + \mathcal{E}$  ( $E_0$  - равновесная энергия). Производя соответствующую калибровку потенциалов:  $n=1,2,3, \dots$

$$a) \vec{A}(s, \varphi, t) = 0; \quad b) \left. \frac{\partial^n A_1}{\partial x^n} \right|_{x,z=0} = \left. \frac{\partial^n A_3}{\partial z^n} \right|_{x,z=0} = 0; \quad c) \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{\partial A_3}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

и разлагая гамильтониан вблизи равновесной орбиты с точностью до квадратичных по  $x, z, P_1, P_3, \tau, \mathcal{E}$  членов, получаем гамильтониан, соответствующий ли-неаризованным уравнениям движения частицы в накопителе:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & \frac{P_1^2 + P_3^2}{2\rho} + \frac{m^2}{2\rho^3} (\delta + e E_x \cdot x + e E_z \cdot z)^2 - \frac{Kx}{v} (\delta + e E_x \cdot x + e E_z \cdot z) \\ & + \left[ -\frac{e}{c} \left( \frac{\partial B_z}{\partial x} + K B_z \right) + \frac{e^2 B_z^2}{4\rho c^2} - \frac{e}{v} \frac{\partial E_x}{\partial x} \right] \frac{x^2}{2} + \left[ \frac{e}{c} \frac{\partial B_x}{\partial z} + \frac{e^2 B_x^2}{4\rho c^2} - \frac{e}{v} \frac{\partial E_z}{\partial z} \right] \frac{z^2}{2} \quad (3) \\ & + \left[ \frac{e}{c} \left( \frac{\partial B_x}{\partial x} + K B_x - \frac{\partial B_z}{\partial z} \right) - \frac{e}{v} \left( \frac{\partial E_x}{\partial z} + \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \right] \frac{xz}{2} + \left( \mathcal{X} + \frac{e B_s}{2\rho c} \right) (x P_3 - z P_1) \\ & - \left[ \frac{e}{c} \frac{\partial B_z}{\partial t} + \frac{e}{v} \frac{\partial E_x}{\partial t} \right] \tau x + \left[ \frac{e}{c} \frac{\partial B_x}{\partial t} - \frac{e}{v} \frac{\partial E_z}{\partial t} \right] \tau z + e \frac{\partial E_s}{\partial t} \frac{\tau^2}{2}, \end{aligned}$$

где  $\delta = \mathcal{E} - e E_x \cdot x - e E_z \cdot z$ ,  $\rho = \{E_0^2 - m^2 c^4\}^{1/2} / c$  - импульс равновесной частицы,  $v = \rho c^2 / E_0$  - её скорость,  $K(s) = -\frac{1}{\rho} \left[ \frac{e}{c} B_z + \frac{e}{v} E_x \right]$  - кривизна,  $\mathcal{X}$  - кручение равновесной орбиты. При этом:

$$B_x = \frac{c}{v} E_z; \quad \frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} = -\frac{1}{c} \frac{\partial E_s}{\partial t}; \quad (4)$$

$[x, P_1], [z, P_3]$  и  $[\tau, \delta]$  - канонические сопряженные пары.

Параметризация движения строится для линейной, периодической (по  $s$  с периодом  $\Pi$ ) гамильтоновской системы общего вида с гамильтонианом



$$\mathcal{H} = \frac{1}{2} X^T H X; \quad X^T = [x_1, p_1, \dots, x_n, p_n]. \quad (5)$$

Частным случаем такой системы при  $n=3$  является гамильтониан (3), при  $n=2$  - его бетатронная часть, при  $n=1$  - гамильтониан одномерных бетатронных колебаний.

Уравнения движения с гамильтонианом (5) имеют вид:

$$\frac{d}{ds} X = S H \cdot X; \quad S = \begin{bmatrix} 0 & 1 & & \\ -1 & 0 & & \\ & & \ddots & \\ 0 & & & 0 & 1 \\ & & & & & \ddots \\ & & & & & & 0 & 1 \\ & & & & & & & & -1 & 0 \end{bmatrix}; \quad (6)$$

откуда следует, что транспортная матрица  $T(s_1, s_2)$  ( $X(s_2) = T(s_1, s_2) X(s_1)$ ) является симплектической ( $T^T S T = T S T^T = S$ ), что значительно упрощает нахождение собственных значений  $\lambda_k = \exp(i\mu_k)$  ( $\mu_k \equiv 2\pi\nu_k$ ) "черезоборотной" матрицы  $M(s) = T(s | s + \pi)$ . Так, для связанных бетатронных колебаний ( $n=2$ ):

$$2 \cos \mu_{1,2} = \frac{1}{2} S_p M \equiv \left\{ \frac{S_p^2 (A-D)}{4} + S_p B C + 2 \det B \right\}^{1/2}; \quad M \equiv \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}.$$

Основу параметризации составляют собственные векторы матрицы  $M(s)$ :  $M(s) Y_k(s) = \lambda_k \cdot Y_k(s)$ , которые позволяют разложить движение частицы по одночастотным модам:

$$X(s) = \operatorname{Re} \sum_{k=1}^n a_k Y_k(s) \exp[i\mu_k \frac{s}{\pi} + i\varphi_k]; \quad (7)$$

$$Y_k^T = [y_{k,1}; y_{k,2}; \dots, y_{k,2n}].$$

Собственные векторы  $Y_k$  определены с точностью до нормировки, выбирая которую так, чтобы  $Y_k^T S Y_k^* = -2i$ , мы добиваемся каноничности перехода (?) к переменным "действие-угол" данной задачи. После этого рассмотрение нелинейных эффектов сводится к рассмотрению нелинейной добавки к гамильтониану и исследованию уравнений в "медленных" переменных  $I_k = a_k^2/2$ ,  $\varphi_k$ :

$$\frac{dI_k}{ds} = -\frac{\partial \mathcal{H}_M(I_k, \varphi_k)}{\partial \varphi_k}, \quad \frac{d\varphi_k}{ds} = \frac{\partial \mathcal{H}_M(I_k, \varphi_k)}{\partial I_k}. \quad (8)$$

Из (7) легко получается явный вид связанных бетатронных колебаний

$$\begin{aligned} x &= a_1 w_{1,x} \cos(\psi_{1,x} + \varphi_1) + a_2 w_{2,x} \cos(\psi_{2,x} + \varphi_2); \\ z &= a_1 w_{1,z} \cos(\psi_{1,z} + \varphi_1) + a_2 w_{2,z} \cos(\psi_{2,z} + \varphi_2); \\ \psi_{k,x} &= \frac{\mu_k \cdot s}{\pi} + \chi_{k,x}; \quad \psi_{k,z} = \frac{\mu_k \cdot s}{\pi} + \chi_{k,z}; \quad k=1,2; \end{aligned} \quad (9)$$

где  $Y_1^T = [w_{1x} e^{i\chi_{1x}}; (v_{1x} + i \frac{1-\delta}{w_{1x}}) e^{i\chi_{1x}}; w_{1z} e^{i\chi_{1z}}; (v_{1z} + i \frac{\delta}{w_{1z}}) e^{i\chi_{1z}}];$   
 $Y_2^T = [w_{2x} e^{i\chi_{2x}}; (v_{2x} + i \frac{\delta}{w_{2x}}) e^{i\chi_{2x}}; w_{2z} e^{i\chi_{2z}}; (v_{2z} + i \frac{1-\delta}{w_{2z}}) e^{i\chi_{2z}}].$

Дисперсионная функция  $\eta^T = [\eta_x, \eta_p, \eta_z, \eta_p]$  находится из решения неоднородного уравнения

$$\frac{d}{ds} \eta = S H \eta + K(s) \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (10)$$

и наиболее просто выражается через частное решение ( $X(s) = 0$ ) этого уравнения:

$$\eta(s) = [E - M(s)]^{-1} X(s + \pi). \quad (11)$$

Собственные векторы 3- мерных колебаний частицы в накопителе легко получить, если учесть адиабатичность синхротронных колебаний ( $v_s^2 \ll 1$ ). Тогда с точностью до членов  $\sim v_s^2$  (здесь и далее  $X^T = [x, p_x, z, p_z, \frac{1}{2}E_0, \tau, c]$ ;  $p_{1,3} = \frac{p_{1,3}}{p_0}$ ):

$$Z_{1,2} = \begin{bmatrix} Y_{1,2} \\ 0 \\ f_{1,2} \end{bmatrix}; \quad Z_3 = \sqrt{\frac{v_s}{\alpha R}} \begin{bmatrix} \eta \\ 1 \\ i \frac{\alpha R}{v_s} \end{bmatrix}, \quad (I2)$$

где  $\alpha = \frac{1}{\pi} \int K(s) \eta_x ds$  - коэффициент расширения орбиты,  $\bar{R} = \pi/2\pi$ ;  
 $\theta = \frac{s}{R}$ ;  $f_{1,2} = Y_{1,2}^T S \eta$  - амплитуды быстрых "фазовых" колебаний.

Тогда: 
$$X(s) = \text{Re} \left[ a_1 Z_1 e^{i(\nu_1 \theta + \varphi)} + a_2 Z_2 e^{i(\nu_2 \theta + \varphi)} + a_3 Z_3 e^{i(\nu_3 \theta + \varphi)} \right]. \quad (I3)$$

В электронных накопителях установившиеся среднеквадратичные значения амплитуд  $\langle a_k^2 \rangle$  определяются радиационными эффектами. Так, радиационное трение приводит к появлению диссипативных членов в уравнениях движения. Разлагая  $\frac{dE_{\text{пот}}}{ds}$  в ряд до линейных по  $x, z, p_x, p_z, \tau, \epsilon$  членов, получаем (естественно предполагается  $\gamma = E_0/mc^2 \gg 1$ ):

$$\frac{d}{ds} X = [SH + G] X, \quad \text{где } I_0(s) = \frac{\pi}{2} \gamma^3 v_e K^2(s);$$

$$G(s) = I_0(s) \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -L & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ L & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ g_x & g_1 & g_2 & g_3 & 2 & g_e \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}; \quad U = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -L & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ L & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}; \quad (I4)$$

$$g_x = K - \frac{2e}{KE} \frac{\partial}{\partial x} (E_x + B_z) + \frac{e^2 B_z^2}{KE^2}; \quad g_z = -\frac{2e}{KE} \frac{\partial}{\partial z} (E_x + B_z) + \frac{e^2 B_z E_s}{KE^2};$$

$$g_1 = \frac{2e E_s}{KE}; \quad g_3 = \frac{2e B_s}{KE}; \quad g_e = -\frac{2e}{KE} \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (E_x + B_z); \quad L = \frac{e B_s}{2pc}.$$

Используя (I3) и (I4) стандартным методом усреднения можно получить декременты затухания одночастотных мод  $\bar{\gamma}_k = G_k \frac{\langle I_0 \rangle}{2}$ ;  $\bar{\gamma}_s = G_s \frac{\langle I_0 \rangle}{2}$  (теорема о сумме декрементов  $G_1 + G_2 + G_3 = 4$  прямо следует из того, что  $\text{Sp } G = -4I_0$ )

$$G_k = 1 - \text{Im} \left[ \langle Y_k^T U Y_k + (Y_k^T S \eta) (c^T Y_k) \cdot K^2(s) \rangle \cdot \frac{1}{\langle K^2 \rangle} \right]; \quad k=1,2;$$

$$G_s = 2 + \frac{1}{\langle K^2 \rangle} \cdot \langle K^2 (c^T \eta) \rangle; \quad (I5)$$

$$c^T = [g_x, g_1, g_2, g_3].$$

Излучение кванта с энергией  $E_i$  приводит к скачкообразному изменению энергии частицы, а следовательно, и к расщепке колебаний:

$$\Delta(a_k e^{i\varphi_k}) = \frac{1}{i} \frac{E_i}{E_0} [Y_k^T S \eta]. \quad (I6)$$

Из (I6) легко получаются коэффициенты диффузии одночастотных мод:  $K = 1, 2$

$$d_k = \left\langle \frac{d}{ds} a_k^2 \right\rangle = \frac{55 \Lambda_e v_e}{24 \sqrt{3}} \gamma^5 \langle |K^2(s)| \cdot |Y_k^T S \eta|^2 \rangle; \quad (I7)$$

$$d_E = \left\langle \frac{d}{ds} E^2 \right\rangle = \frac{55 \Lambda_e v_e}{24 \sqrt{3}} \gamma^5 \langle |K^2(s)| \rangle \cdot E_0^2.$$

Здесь  $\Lambda_e = \hbar/mc$  - комптоновская длина волны и  $v_e = e^2/mc^2$  - классический радиус электрона.

Учет затухания и диффузии дает выражение для среднеквадратичных значений амплитуд колебаний:  $K = 1, 2$ .

$$\langle a_k^2 \rangle = \frac{55 \Lambda_e}{16 \sqrt{3}} \gamma^2 \frac{\langle |K^3| \cdot |Y_k T_S \gamma|^2 \rangle}{G_k \cdot \langle K^2 \rangle} \quad (18)$$

$$\left\langle \left( \frac{\Delta E}{E} \right)^2 \right\rangle = \frac{55 \Lambda_e}{16 \sqrt{3}} \gamma^2 \frac{\langle |K|^3 \rangle}{G_s \langle K^2 \rangle};$$

а вместе с (13) и

$$\begin{aligned} \overline{X^2} &= \frac{1}{2} \{ w_{1x}^2 \langle a_1^2 \rangle + w_{2x}^2 \langle a_2^2 \rangle + \eta_x^2 \langle \Delta E^2 \rangle / E_0^2 \}; \\ \overline{Z^2} &= \frac{1}{2} \{ w_{1z}^2 \langle a_1^2 \rangle + w_{2z}^2 \langle a_2^2 \rangle + \eta_z^2 \langle \Delta E^2 \rangle / E_0^2 \}; \end{aligned} \quad (19)$$

$$\overline{XZ} = \frac{1}{2} \{ w_{1x} w_{1z} \langle a_1^2 \rangle \cos(\psi_{1x} - \psi_{1z}) + w_{2x} w_{2z} \langle a_2^2 \rangle \cos(\psi_{2x} - \psi_{2z}) + \eta_x \eta_z \frac{\langle \Delta E^2 \rangle}{E^2} \}.$$

Из (19) легко получаются параметры пучка в плоскости "X-Z": малая и большая полуоси эллипса и углы их наклона:

$$a^2, b^2 = \frac{\overline{X^2} + \overline{Z^2}}{2} \pm \frac{|\overline{X^2} - \overline{Z^2}|}{2} \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 2\varphi}; \quad (20)$$

$$\operatorname{tg} 2\varphi = 2 \frac{\overline{XZ}}{\overline{X^2} - \overline{Z^2}}.$$

что дает полное описание формы пучка на данном азимуте.

Для накопителей без связи колебаний параметризация, использованная в данной работе, переходит в параметризацию Куранта-Снайдера:

$$Y_1^T = [w_x; w_x' + \frac{i}{w_x}; 0; 0]; \quad Y_2^T = [0; 0; w_z; w_z' + \frac{i}{w_z}]; \quad w_{x,z} = \beta_{x,z}^{1/2}, \quad (21)$$

а выражения (9), (15-19) переходят в хорошо известные выражения для параметров пучка /1,2/.

Отметим, что параметризация, построенная в данной работе, является, на наш взгляд, более удобной, чем параметризация, предложенная в /4/, поскольку последняя является локальной и не позволяет осуществлять плавный переход с одного азимута на другой. В тех точках орбиты, где  $Sp(A-B)$  меняет знак, параметры, предложенные в /4/, изменятся скачкообразно, а  $\mu_1$  и  $\mu_2$  "меняются местами", что значительно затрудняет применение такой параметризации.

На основе данной работы написана система программ, которые использовались для учета влияния поля соленоидального магнитного детектора на параметры пучка накопителя ВЭПШ-2М и определения необходимой коррекции.

#### Л и т е р а т у р а

1. E.D.Courant and Snyder. Annals of Physics, 3, 1, 1958.
2. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. "Теория циклических ускорителей", Физматгиз, 1962.
3. A.W.Chao, M.J.Lee. J.Appl.Phys., 47, 10, 4453, 1976.
4. D.A.Edwards and L.C.Teng. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-20, No.3, 885.

## НОВАЯ ФОРМА КОЭФФИЦИЕНТОВ ЛИНЕЙНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДИПОЛЬНЫМ И КВАДРУПОЛЬНЫМ МАГНИТАМИ

Н.И. Гарантин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Для формирования и анализа пучков заряженных частиц в настоящее время широко используются дипольные и квадрупольные магниты. Поиск параметров таких магнитов и расчет их оптического действия представляет собой достаточно сложную и громоздкую математическую задачу. В частности, в одной из фундаментальных монографий по этому вопросу [1] преобразование пучка частиц, например, дипольным магнитом рассматривается как последовательность преобразований, отвечающих свободному от магнитного поля промежутку, действием краевого магнитного поля, клиновидного магнита, секторного магнита и далее предшествующих секторному магниту перечисленных выше элементов, но в обратном порядке. При таком методе рассмотрения и расчета действия магнита теряется наглядность и затрудняется выбор параметров магнита, необходимых для осуществления заданного преобразования пучка частиц.

В настоящем докладе приводятся некоторые результаты рассмотрения оптического действия дипольного и квадрупольного магнитов с помощью развитого нами нового подхода [2]. В результате систематизации преобразований пучка частиц, производимых дипольным или квадрупольным магнитом, и применения вспомогательных параметров, характеризующих оптическое действие магнита в новом приеме рассмотрения, получен набор коэффициентов линейного преобразования пучка заряженных частиц, существенно более простых по форме и более систематизированных, чем ранее известные. Коэффициенты линейного преобразования, а также параметры магнита, необходимые для осуществления заданного типа преобразования, могут быть определены с нужной точностью как численным методом, так и с помощью приемов графического построения, существенно облегчающих выбор и расчет системы магнитов для заданной транспортировки и анализа пучка заряженных частиц.

Сущность нового приема рассмотрения оптического действия дипольного и квадрупольного магнитов сводится к следующему. Используются линеаризованные уравнения траекторий движения заряженной частицы в двух взаимно перпендикулярных плоскостях в радиально-неоднородном дипольном и квадрупольном магнитных полях. В каждом случае находятся два частных решения уравнений траектории, однотипно определяемых соответственно через начальные и конечные координаты частицы. Для того, чтобы выразить конечные координаты через начальные, применяется разложение в ряд конечных переменных по начальным и сопрягаются два частных решения. Сопряжение решений производится в том месте, где характерные для заданного типа преобразования траектории частиц или параллельны оптической оси магнита, или пересекают ее. Координата сопряжения делит угол отклонения  $\Phi$  траектории частицы в дипольном магните или длину  $L_0$  квадрупольного магнита на две части, которые являются удобными параметрами для выражения коэффициентов линейного преобразования пучка частиц. Значения новых параметров магнитного дипольного или квадрупольного элемента определяются через такие величины, как длины свободных промежутков  $L_i$ , первый показатель неоднородности дипольного магнитного поля  $\alpha_1$  или фокусирующая и дефокусирующая силы квадрупольного поля  $K$ , углы наклона границ дипольного магнита

$\epsilon_i$ , где  $i = 1$  для входных величин и  $i = 2$  для выходных:

$$\psi_i = \frac{1}{\omega} \arctg \frac{1}{\omega} (t_i + 1/\rho_i), \quad t_i = \operatorname{tg} \epsilon_i, \quad \rho_i = L_i/R_0$$

Коэффициенты линейного преобразования пучка заряженных частиц в радиальном сечении хроматического дипольного элемента представлены в таблице I. В таблице  $H_\eta = \partial \eta_z / \partial \eta_1$ ,  $H_\alpha = \partial \eta_z / \partial \alpha_1$ ,  $H_\delta = \partial \eta_z / \partial \delta$ ,  $H_\lambda = \partial \eta_z / \partial \lambda_1 = 0$ ,  $A_\eta = \partial \alpha_2 / \partial \alpha_1$ ,  $A_\alpha = \partial \alpha_2 / \partial \alpha_1$ ,  $A_\delta = \partial \alpha_2 / \partial \delta$ ,  $A_\lambda = \partial \alpha_2 / \partial \lambda_1 = 0$ ,  $\Lambda_\eta = \partial \lambda_2 / \partial \eta_1$ ,  $\Lambda_\alpha = \partial \lambda_2 / \partial \alpha_1$ ,  $\Lambda_\lambda = \partial \lambda_2 / \partial \lambda_1 = 1$ ,  $\Delta_\eta = \partial$

$\eta_i = y_i / R_0$ ,  $\alpha_i$  - пространственная поперечная и угловая координаты траектории частицы в радиальном сечении пучка при входе /  $i = 1$ / и выходе /  $i = 2$ /,  $\delta$  - относительное различие радиусов кривизны траекторий рассматриваемой и главной частиц ( $\delta = [R - R_0] / R_0$ ),  $\lambda_i$  - относительная разность длин траекторий тех же частиц при входе и выходе из магнитного дипольного элемента.

Коэффициенты линейного преобразования пучка частиц для квазихроматического магнитного дипольного элемента даются той же таблицей I, но лишь с заменой  $S_i$  на  $(-1)^i C_i$  и  $C_i$  на  $(-1)^i S_i$ .

Для нахождения коэффициентов линейного преобразования пучка частиц в аксиальном сечении дипольного магнита  $Z_\xi = \partial \xi_2 / \partial \xi_1$ ,  $B_\xi = \partial \beta_2 / \partial \xi_1$ ,  $Z_\beta = \partial \xi_2 / \partial \beta_1$  и  $B_\beta = \partial \beta_2 / \partial \beta_1$ , где  $\xi_i = z_i / R_0$  и  $\beta_i$  - пространственная и угловая аксиальные координаты траектории, в соответствующих формулах таблицы I следует заменить  $\omega$  на  $\omega = \sqrt{-\alpha_1}$ ,  $t_i$  на  $-t_i$ ,  $\psi_i$  на  $\chi_i$ , где  $\chi_1 + \chi_2 = \Phi$ .

Таблица I может быть использована и для определения коэффициентов линейного преобразования пучка заряженных частиц, производимого квадрупольным магнитом. Для того, чтобы получить коэффициенты линейного преобразования в собирающей плоскости магнитного квадрупольного элемента  $H_\eta$ ,  $H_\alpha$ ,  $A_\eta$  и  $A_\alpha$ , в соответствующих формулах таблицы I нужно положить  $R_0 = 1$ ,  $t_i = 0$  и заменить  $\psi_i$  на  $\chi_i$ .  $\Phi$  на  $L_0$ , где  $\chi_1 + \chi_2 = L_0$ ,  $\omega$  на  $k = \sqrt{eE/mv}$ . Коэффициенты преобразования  $Z_\xi$ ,  $Z_\beta$ ,  $B_\xi$  и  $B_\beta$  в рассеивающей плоскости магнитного квадрупольного элемента находятся таким же способом, но с дополнительной заменой круговых тригонометрических функций на гиперболические и изменением знака перед синусом гиперболическим.

Аналогичную упрощенную форму имеют и коэффициенты, определяющие наибольшие отклонения траекторий частиц в магнитном дипольном и квадрупольном элементах.

Форма необходимых условий для осуществления преобразований определенного типа и структура полученных коэффициентов преобразования позволяют использовать графические приемы для нахождения мест положения источника и приемника, а также для определения значения некоторых коэффициентов. Например, на рис. I представлено графическое построение для хроматического магнитного дипольного элемента при преобразовании типа "проектор". Положение источника и приемника в зависимости от параметров дипольного магнита определяется построением трех нормалей - нормали к границе в точке входа (выхода) главной траектории, нормали к радиусу-вектору в месте сопряжения двух частных решений в начале координат и нормали к главной траектории в месте расположения источника (приемника) и условием пересечения этих трех нормалей в одной точке. Легко убедиться, что  $H_\eta = -OB/OA$ ,  $A_\alpha = -OA/OB$ .

Таблица I.

Коэффициенты линейного преобразования пучка заряженных частиц в радиальном сечении хроматического магнитного дипольного элемента.  $\omega = \sqrt{1 + a_1}$ ,  $\rho_i = l_i / R_0$ ,  $t_i = t_i \epsilon_i$ ,  $S_i = \sin \omega \psi_i$ ,  $C_i = \cos \omega \psi_i$ ,  $i = 1, 2$ ,  $S = \sin \omega \Phi$ ,  $C = \cos \omega \Phi$ .

Символ коэффициента	Коэффициенты для различных типов преобразования пучка частиц			
	Зажигательное стекло	Телескоп	Проектор	Конденсор
	$\frac{S_1}{C_1} = \frac{t_1}{\omega}, \frac{S_2}{C_2} = \frac{1}{\omega} \left( \frac{t_2 + 1}{l_2} \right)$	$\frac{S_i}{C_i} = \frac{t_i}{\omega}, i = 1, 2$	$\frac{S_i}{C_i} = \frac{1}{\omega} \left( \frac{t_i + 1}{l_i} \right), i = 1, 2$	$\frac{S_1}{C_1} = \frac{1}{\omega} \left( \frac{t_1 + 1}{l_1} \right), \frac{S_2}{C_2} = t_2 / \omega$
$H_\eta$	0	$\frac{C_2}{C_1}$	$-\frac{\rho_2 C_1}{\rho_1 C_2}$	$\frac{C_2}{C_1} - \frac{\rho_2 C_1}{\rho_1 C_2} - \frac{S}{\omega \rho_1}$
$H_\alpha$	$\frac{\rho_2 C_1}{C_2}$	$\frac{\rho_2 C_2 + \rho_2 C_1 + S}{C_1} + \frac{S}{\omega}$	0	$\frac{\rho_1 C_2}{C_1}$
$H_\delta$	$\frac{\rho_2 (S_1 + S_2)}{\omega C_2}$	$\frac{\rho_2 (C + S_2)}{\omega C_2} + \frac{1 - C}{\omega^2}$	$\frac{\rho_2 (S_1 + S_2)}{\omega C_2}$	$\frac{\rho_2 (S_1 + S_2)}{\omega C_2} + \frac{1 - C}{\omega^2}$
$A_\eta$	$-\frac{C_2}{\rho_2 C_1}$	0	$-\frac{C_1}{\rho_1 C_2} - \frac{C_2}{\rho_2 C_1} + \frac{S}{\omega \rho_1 \rho_2}$	$-\frac{C_1}{\rho_1 C_2}$
$A_\alpha$	$\frac{C_1}{C_2} - \frac{\rho_1 C_2}{\rho_2 C_1} - \frac{S}{\omega \rho_2}$	$\frac{C_1}{C_2}$	$-\frac{\rho_1 C_2}{\rho_2 C_1}$	0
$A_\delta$	$\frac{S_1 + S_2}{\omega C_2} - \frac{1 - C}{\omega^2 \rho_2}$	$\frac{S_1 + S_2}{\omega C_2}$	$\frac{S_1 + S_2}{\omega C_2} - \frac{1 - C}{\omega^2 \rho_2}$	$\frac{S_1 + S_2}{\omega C_2}$
$\Lambda_\eta$	$\frac{S_1 + S_2}{\omega C_1}$	$\frac{S_1 + S_2}{\omega C_1}$	$\frac{S_1 + S_2}{\omega C_1} - \frac{1 - C}{\omega^2 \rho_1}$	$\frac{S_1 + S_2}{\omega C_1} - \frac{1 - C}{\omega^2 \rho_1}$
$\Lambda_\alpha$	$\frac{\rho_1 (S_1 + S_2)}{\omega C_1} + \frac{1 - C}{\omega^2}$	$\frac{\rho_1 (S_1 + S_2)}{\omega C_1} + \frac{1 - C}{\omega^2}$	$\frac{\rho_1 (S_1 + S_2)}{\omega C_1}$	$\frac{\rho_1 (S_1 + S_2)}{\omega C_1}$
$\Lambda_\delta$	$\frac{1}{\omega^2} \left( \phi - \frac{S}{\omega} \right)$	$\frac{1}{\omega^2} \left( \phi - \frac{S}{\omega} \right)$	$\frac{1}{\omega^2} \left( \phi - \frac{S}{\omega} \right)$	$\frac{1}{\omega^2} \left( \phi - \frac{S}{\omega} \right)$

$H\delta = (OC + OD) / R_0 \omega^2$ , значения  $v_1 c_2 / c_1$  и  $v_2 c_1 / c_2$ , входящих в формулу для  $A\eta$ , определяются отрезками AE и BC.

На рис. 2 показан прием графического определения положения аксиальной перетяжки пучка частиц при преобразовании типа "зажигательное стекло" в частном случае дипольного магнита с однородным полем.

На рис. 3 показан графический прием для определения параметров магнитного квадрупольного элемента в собирающей плоскости. В этом случае значение  $v_1$  с учетом знака откладывается на оси  $X_1$ . Из точки  $v_1$  проводится прямая через точку A на оси ординат, отвечающую заданному значению собирающей силы квадрупольного магнита  $\partial S = K L_0$ . В точке A откладывается по направлению часовой стрелки угол  $\varphi_1$  AB, равный в радианной мере значению собирающей силы  $\partial S$ . Точка пересечения прямой BA с осью  $X_2$  или с ее отрицательным продолжением - осью  $X_1$  дает значение  $v_2$  при преобразовании типа "проектор". Значения коэффициентов линейного преобразования пучка частиц магнитным квадрупольным элементом определяется из построения, а именно:

$$H\eta = -S_1/S_2 = -v_2 A/v_1 A, A\eta = -\partial S = -1/AD, A\alpha = -v_1 A/v_2 A.$$

#### Л и т е р а т у р а

1. Штеффен К. Оптика пучков высокой энергии. М., "Мир", 1969.
2. Гарантин Н.И. ОИЯИ, Р9-11039, Р9-11040, Р9-11041, 1977, Р9-11536, 1978.

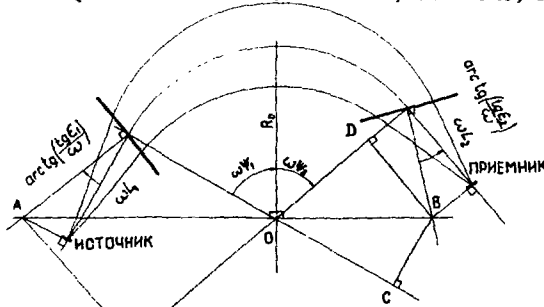


Рис.1. Способ графического определения преобразований пучка частиц в хроматическом магнитном дипольном элементе.

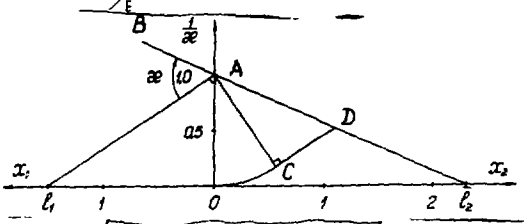


Рис. 2. Способ графического определения аксиальных параметров и характеристик магнитного дипольного элемента с однородным полем.

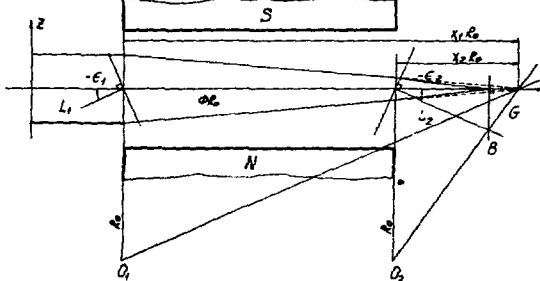


Рис.3. Способ графического определения параметров и характеристик магнитного квадрупольного элемента в собирающей плоскости.

МЕТОД ОГИБАЮЩИХ ДЛЯ РАСЧЕТА ТРАНСПОРТИРУЮЩИХ КАНАЛОВ

Е.В.Шпак, Л.П.Иванова

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе АН СССР, Ленинград

Для формирования, транспортировки и сепарации пучков частиц высоких энергий, создаваемых ускорителями, широко используются магнитные квадрупольные линзы и секторные магниты с однородным полем. В настоящей работе найдены в аналитическом виде и исследованы оггибающие пучков заряженных частиц с конечным эмиттансом в системах, содержащих эти элементы.

Пусть на входе в систему квадрупольных линз проекции фазового объема пучка на плоскости  $xx'$  и  $yy'$  представляют собой эллипсы с площадями  $\mathcal{F}_x$  и  $\mathcal{F}_y$  ( $x, x'$  и  $y, y'$  - координаты и углы наклона проекций траекторий к продольной оси системы  $Z$ ). В параксиальном приближении при движении пучка через систему эллиптическая форма границы и площади эллипсов сохраняются неизменными [1]. Дифференциальные уравнения оггибающих траекторий в квадрупольной линзе записываются так [2]:

$$\begin{aligned} r_x'' + k(z)\beta^2 r_x - \frac{F_x^2}{r_x^3} &= 0; \\ r_y'' - k(z)\beta^2 r_y - \frac{F_y^2}{r_y^3} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Воспользуемся прямоугольной моделью распределения поля, тогда  $k(z) = -1$  и решения уравнений (1) имеет вид:

$$\begin{aligned} r_x &= \pm \frac{1}{\beta^2} \sqrt{C_{1x} - \sqrt{C_{1x}^2 - 4\beta^2 F_x^2} \sin[2\beta(C_{2x} + z_1 - z)]}; \\ r_y &= \pm \frac{\sqrt{4\beta^2 F_y^2 + [-C_{1y} + e^{2\beta(z - z_1 - C_{2y})}]^2}}{2\beta e^{\beta(z - z_1 - C_{2y})}}. \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} C_{1x} &= r_{x1}'^2 + \frac{F_x^2}{r_{x1}^2} + \beta^2 r_{x1}^2; \\ C_{2x} &= \frac{1}{2\beta} \arcsin \frac{-2\beta^2 r_{x1}^2 + C_{1x}}{\sqrt{4F_x^2 \beta^2 + C_{1x}^2}}; \\ C_{1y} &= r_{y1}'^2 + \frac{F_y^2}{r_{y1}^2} - \beta^2 r_{y1}^2; \\ C_{2y} &= -\frac{1}{2\beta} \ln[(r_{y1} \beta + r_{y1}')^2 + \frac{F_y^2}{r_{y1}^2}]. \end{aligned}$$

Здесь  $\beta$  - возбуждение квадрупольной линзы;  $r_x, r_y, r_x', r_y'$  - значения координат оггибающей и ее углов наклона на входе в линзу (при  $z = z_1$ ).



Пусть кроссовер пучка расположен на расстоянии  $\alpha$  от входа в линзу и при этом  $z = 0$ . Тогда в плоскости  $z = 0$  огибающая проекций траекторий проходит через минимум ( $r_x = r_{x0}$ ,  $r_x' = 0$ ), и оси фазового эллипса в плоскости  $x x'$  совпадают с осями координат. С использованием полученных формул (2), а также известных выражений для огибающих пучка в свободном от поля пространстве было найдено расстояние  $g$  от конца эффективного поля линзы до кроссовера пучка на выходе:

$$g = - \frac{md}{(m^2 + 4\rho^2 F_x^2) \rho}, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} m &= b \sin 2\rho l + c \cos 2\rho l; \\ d &= n - b \cos 2\rho l + c \sin 2\rho l; \\ c &= 2\rho a x_i'; \\ b &= x_i'^2 - \rho^2 r_{x0}^2 - \rho^2 a^2 x_i'^2; \\ n &= x_i'^2 + \rho^2 r_{x0}^2 + \rho^2 a^2 x_i'^2; \end{aligned}$$

$l$  - эффективная длина поля квадрупольной линзы,  $x_i'$  - максимальное значение угла наклона траекторий на входе в линзу.

Было рассчитано большое количество вариантов зависимости положения кроссовера на выходе от возбуждения линз и параметров пучка на входе в систему. Обозначим через  $g_1$  расстояние от конца поля линз до линейного изображения точечного предмета ( $F_x = 0$ ,  $F_y = 0$ ), расположенного на расстоянии  $\alpha$  от начала поля линз, и через  $t$  - расстояние от конца эффективного поля линзы до ее фокальной плоскости. С увеличением эмиттанса связанным с ростом  $r_{x0}$  при  $x_i' = \text{const}$  минимум огибающей смещается от плоскости  $z = g_1$  к фокальной плоскости. Это смещение возрастает при больших величинах  $g_1$ . В качестве примера на рис.1 приведена зависимость  $(g-t)/(g_1-t) = f(\rho l)$  при  $a = 5l$ ,  $F_x = 0,004$  см рад.

Дифференциальные уравнения огибающих пучков с конечным эмиттансом в секторном магните с однородным полем в случае нормального падения пучка при использовании прямоугольной модели поля имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 r_x}{ds^2} + \frac{1}{\rho^2} r_x - \frac{F_x^2}{r_x^3} &= 0; \\ \frac{d^2 r_y}{ds^2} - \frac{F_y^2}{r_y^3} &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $\rho$  - радиус кривизны осевой траектории,  $s$  - криволинейная координата, направленная вдоль осевой траектории. Решения уравнений (4) определяются формулами:

$$\begin{aligned} r_x &= \pm \frac{\rho}{\sqrt{2}} \sqrt{C_{sx} - \sqrt{C_{sx}^2 - \frac{4}{\rho^2} F_x^2} \sin \left[ \frac{2}{\rho} (C_{sx} + s, -s) \right]}; \\ r_y &= \pm \sqrt{\frac{(C_{sy} s + C_{sy0})^2 + F_y^2}{C_{sy}}}, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$C_{sx} = r_{x1}^2 + \frac{F_x^2}{r_{x1}^2} + \frac{1}{\rho^2} r_{x1}^2 ;$$

$$C_{\theta x} = \frac{\rho}{2} \arcsin \frac{-\frac{2r_{x1}^2}{\rho^2} + C_{sx}}{\sqrt{-\frac{4F_x^2}{\rho^2} + C_{sx}}} ;$$

$$C_{sy} = r_{y1}^2 + \frac{F_y^2}{r_{y1}^2} ;$$

$$C_{\theta y} = r_{y1} r_{y1}' - \left( r_{y1}^2 + \frac{F_y^2}{r_{y1}^2} \right) s_1 .$$

Начальные условия на входе в магнит ( $s = s_1$ ) таковы:  $r_x = r_{x1}$ ,  $r_x' = r_{x1}'$ ,  $r_y = r_{y1}$ ,  $r_y' = r_{y1}'$ .

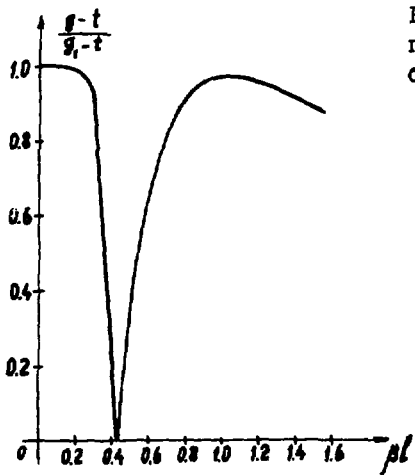
Если в точке А (см. рис. 2) на расстоянии  $a$  от входа в секторный магнит находится точечный источник заряженных частиц ( $F_x = F_y = 0$ ), то расстояние  $g$ , от выхода из него до точки изображения В в плоскости  $xz$  определяется правилом Барбера: точки А, В и центр кривизны О криволинейной части осевой траектории лежат на одной прямой. Для нахождения положения кроссовера пучка с конечным эмиттансом следует воспользоваться формулами (5), а также выражениями для огибающих в свободном от поля пространстве. Расстояние  $g$  от края магнита до кроссовера определяется выражением (3) при замене  $z \rightarrow s$ ,  $\rho \rightarrow \frac{f}{\rho}$ ,  $\rho l \rightarrow \varphi$ , где  $\varphi$  - угол раствора секторного магнита (см. рис. 2).

С помощью полученных выражений было рассчитано большое число зависимостей положения кроссовера пучка за магнитом от геометрических параметров системы и эмиттанса пучка. На рис. 3 в качестве примера даны зависимости  $g/g_1$  от  $r_{x1}$  - начального значения координаты огибающей в кроссовере пучка перед магнитом с углом раствора  $\varphi = 90^\circ$ . Максимальный угол наклона траекторий на входе в магнит при расчетах равен  $x_1' = 0,03$  рад. Отношение  $g/g_1$  всегда меньше единицы и уменьшается с увеличением  $r_{x1}$  и одновременным увеличением эмиттанса. Кривые 1, 2, 3 соответствуют различным углам  $\alpha$  (см. рис. 2) между прямолинейной частью осевой траектории на входе в магнит и прямой АВ (кривая 1 -  $\alpha = 30^\circ$ , 2 -  $\alpha = 45^\circ$ , 3 -  $\alpha = 60^\circ$ ). С увеличением  $r_{x1}$  кроссовер пучка всегда смещается в сторону фокальной плоскости магнита. Это смещение тем больше, чем ближе к магниту расположен кроссовер пучка на входе.

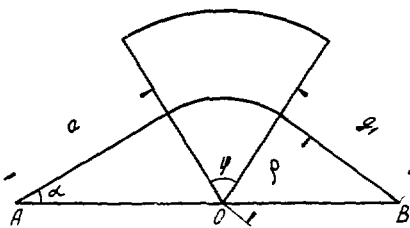
Полученные аналитические выражения для огибающих пучков заряженных частиц с конечным эмиттансом значительно облегчают расчет транспортирующих каналов ускоренных частиц.

#### Л и т е р а т у р а

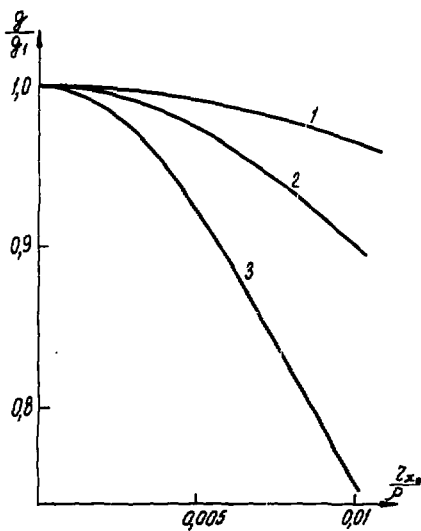
1. Бенфорд А. Транспортировка пучков заряженных частиц. М.: Атомиздат, 1969.
2. Капчинский И.М. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях. М.: Атомиздат, 1966.



Р и с. 1. Изменение положения кроссовера пучка за линзой в зависимости от ее возбуждения.



Р и с. 2. Основные геометрические параметры секторного магнита.



Р и с. 3. Зависимость положения кроссовера за 90-градусным магнитом от начальной координаты отгибающей.

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ПРОТОНОВ С ФАЗОПЕРЕМЕННОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

В.А.Лейтан, А.С.Рошаль, В.Б.Бавин

Московский ордена Трудового Красного Знамени инженерно-физический институт

Описывается метод математического моделирования процессов в линейных ускорителях протонов с фазопеременной фокусировкой в аксиально-симметричном квазипериодическом приближении. Предполагается, что поперечные скорости протонов нерелятивистские, продольные – релятивистские, причем разброс протонов пучка по продольным скоростям мал по сравнению с их средней продольной скоростью. Создаваемое структурой электрическое поле является заданной функцией координат и времени и не возмущается пучком, магнитное поле отсутствует, излучение пучка не учитывается. В качестве периода (точнее, квазипериода) системы приближенно принимается расстояние  $\lambda = uT$ , где  $T$  – период внешнего питающего напряжения,  $u$  – средняя скорость протонов, захваченных в режим ускорения. Моделируются лишь процессы на одном периоде системы, который перемещается от входа в систему к выходу со скоростью  $u$ . По мере перемещения этого периода постепенно изучаются процессы во всей системе. Длина периода  $\lambda$  медленно (адиабатически) увеличивается с расстоянием вследствие возрастания скорости  $u$ , это изменение периода учитывается в расчетах.

Релятивистский пучок протонов воспроизводится с помощью макрочастиц конечного размера в форме колец переменного радиуса и постоянного поперечного сечения. Система уравнений математической модели состоит из уравнений для вычисления внешнего поля, уравнений для поля объемного заряда, уравнений движения макрочастиц и уравнения движения подвижной (сопровождающей) цилиндрической системы координат  $(z', z')$ , связанной с выделенным периодом. Учитываются радиальные и продольные координаты и скорости макрочастиц, так что математическая модель является двумерной. Действующее на макрочастицы электромагнитное поле складывается из внешнего электрического поля структуры и поля объемного заряда. Внешнее поле вычисляется по аналитической формуле, учитывающей электрические поля трех соседних зазоров, ближайших к макрочастице. Поле объемного заряда вычисляется в предположении, что в сопровождающей цилиндрической системе координат пучок является нерелятивистским. Плотность объемного заряда определяется в узлах равномерной прямоугольной пространственной сетки с помощью метода дробных частиц, сочетающего метод взвешивания по площадям с представлением о трубках тока. В этом методе функция взвешивания по площадям усредняется по времени вдоль отрезка траектории, проходимого макрочастицей за шаг моделирования. Усреднение осуществляется численным интегрированием весовой функции по времени с использованием информации о макрочастицах, сохраняемой в памяти ЭВМ на шаге моделирования. Благодаря усреднению дополнительно сглаживается распределение сеточной плотности объемного заряда при том же числе макрочастиц и уменьшается зависимость результатов численного эксперимента от шага моделирования.

В сопровождающей системе координат магнитным полем объемного заряда пренебрегается, а электрическое поле полагается квазистатическим и его потенциал вычисляется из решения уравнения Пуассона прямым сеточным методом повышенной

точности. Для этого потенциал отыскивается в виде конечного ряда Фурье по  $Z$  с коэффициентами, зависящими от радиуса  $r$ . Аналогично представляется плотность объемного заряда. Дифференцируя ряд для потенциала, получают ряды для его производных, входящих в уравнение Пуассона. Подстановка полученных рядов в уравнение Пуассона с учетом ортогональности тригонометрических функций приводит к независимым обыкновенным дифференциальным уравнениям для коэффициентов разложения, которые решаются с помощью прогонки или кубических сплайнов. При том же объеме вычислений последний способ точнее благодаря свойствам гладкости, которыми обладают сплайны. Метод решения уравнения Пуассона, сочетающий конечные ряды Фурье со сплайнами, не требует составления разностной схемы и не имеет погрешности аппроксимации дифференциального уравнения конечно-разностным, особенно значительной в многомерных задачах, по необходимости, имеющих крупную сетку. Вместо этого имеется погрешность обрывания рядов, которая, в предположении достаточной гладкости искомого решения, оказывается существенно меньшей погрешности аппроксимации. Действующая на макрочастицу напряженность поля объемного заряда в подвижной (сопровождающей) системе координат находится дифференцированием вычисленного сеточного потенциала со сплайнами. Для этого потенциал объемного заряда аппроксимируется квадратичным полиномом в области, состоящей из 4 ячеек сетки и включающей 9 узлов, причем в качестве центрального узла этой области выбирается ближайший к макрочастице внутренний узел. 6 коэффициентов полинома находятся по методу наименьших квадратов из условия минимума среднеквадратичного отклонения в 9 выделенных сеточных узлах. Дифференцирование полинома дает значение сплайна напряженности электрического кулоновского поля в лабораторной системе координат. Напряженности электрического и магнитного полей объемного заряда в лабораторной системе находятся с помощью преобразований Лоренца. Релятивистские уравнения движения частиц решаются конечно-разностным методом с погрешностью на шаге  $\Delta t$  моделирования порядка  $\Delta t^3$ .

Используется гибкий алгоритм инжекции, в котором заряд макрочастицы выбирается таким образом, чтобы заданное начальное число макрочастиц создавало на входе в систему тот же ток, что и в физической системе. Предполагается, что инжектируемый пучок имеет однородную плотность заряда, заданный разброс по продольным скоростям и заданный поперечный эмиттанс. По этим данным определяются начальные координаты и скорости макрочастиц на входе в систему. В численном эксперименте исследуется эмиттанс в 10 поперечных сечениях, расположенных вдоль системы. Поперечные координаты и скорости протонов в момент пересечения плоскости эмиттанса определяются с помощью интерполяционного полинома Эрмита 2-й степени. Для оценки поперечного эмиттанса используются гистограммы.

Данный метод реализован на языке Фортран для ЭВМ БЭСМ-6. При 1000 макрочастиц и сетке  $21 \times 32$  длительность счета шага составляет около 5 с.

Построенная математическая модель позволяет исследовать эволюцию пространственных, скоростных и энергетических характеристик пучка; 0-й, 1-й и 2-й моменты функции распределения макрочастиц; коэффициент захвата; распределение макрочастиц, захваченных в режим ускорения, по фазам, по энергии; поперечный эмиттанс; распределение частиц по радиальным и продольным слоям сетки; пространственное расположение макрочастиц; распределение кулоновских потенциалов вдоль линий расчетной сетки; энергетический спектр захваченных макрочастиц и др. Приводятся результаты численного эксперимента, иллюстрирующие возможности описанной модели.

**УСКОРИТЕЛИ  
ДЛЯ ПРИКЛАДНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

**Председатель: В.А.Глухих**  
**Секретарь: А.П.Сумбаев**

## СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ РАДИАЦИОННОЙ ТЕХНИКИ

Ю. П. Вахрушин, В. А. Глухих, М. П. Свиньин

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д. В. Ефремова, Ленинград

Среди ускорителей заряженных частиц, широко применяемых в последние годы для решения разнообразных практических задач в промышленности, медицине и сельском хозяйстве, ускорители электронов, непосредственно используемые в промышленных технологических процессах, занимают особое место.

Общее число таких установок, эксплуатируемых в настоящее время, значительно превышает количество ускорителей, используемых для проведения лучевой терапии и промышленной дефектоскопии, и продолжает быстро увеличиваться [1,2]. В 1977 г. суммарная мощность ускорителей, применяемых в различных странах для радиационной модификации полиэтилена и поливинилхлорида, радиационной стерилизации, отверждения лакокрасочных покрытий, составила более 5 МВт [3].

В промышленности США в 1976 г. использовались ускорители с общей мощностью более 2 МВт, а суммарная стоимость продукции всех радиационных установок превышала 400 млн. долл. [4,5].

Известно, что несмотря на высокую стоимость радиационных установок с ускорителями электронов, сроки их окупаемости, как правило, не превышают одного года. Важным преимуществом радиационной технологии по сравнению с широко распространенной в настоящее время термообработкой является резкое уменьшение энергозатрат (от 2 до 40 раз), что связано со специфическим характером взаимодействия электронного пучка с облучаемым веществом.

За последние 10 лет мощность промышленных ускорителей электронов возросла с 30 до 200 кВт, и при этом удалось значительно повысить их надежность. Это позволило снизить удельную стоимость электронного пучка при энергиях электронов 1-3 МэВ до 0,2 долл./кВт.ч. (рис.1).

Разработка ускорителей электронов с мощностью в пучке в сотни и тысячи кВт делает возможным практическое освоение ряда новых энергоемких технологических процессов.

Одним из перспективных направлений использования мощных источников излучения является переработка промышленных отходов и очистка сточных вод [6]. В этом случае радиационная технология позволяет отказаться от отстойников, занимающих большие площади. При минимальной дозе облучения 1 Мрад для города с численностью населения порядка 1 млн. человек требуется ускоритель с мощностью в электронном пучке от 150 до 600 кВт в зависимости от особенностей технологии процесса очистки. Другим направлением, существенно расширяющим область возможного применения ускорителей в радиационной технологии, является использование тормозного излучения электронного пучка. Несмотря на малый коэффициент конверсии энергии ускоренных электронов, стоимость тормозного излучения при использовании современных ускорителей электронов уже сейчас не превышает стоимости излучения изотопных источников [7]. В то же время известно, что по своей проникающей способности тормозное излучение от электронного пучка с энергией 3 МэВ эквивалентно  $\gamma$ -излучению  $^{60}\text{Co}$  [8]. При токе пучка 20 мА

ускоритель на 3 МэВ эквивалентен по мощности дозы тормозного излучения источнику с  $Co^{60}$  в 1 МКв. Зависимость мощности дозы тормозного излучения от энергии электронов приведена на рис.2 [2]. Увеличение мощности в пучке электронов приведет к дальнейшему снижению стоимости тормозного излучения по сравнению с изотопным гамма-излучением.

Применение мощных электронных пучков перспективно также для закалки стальных изделий [9]. В частности, например, электронным пучком необходимой энергии можно закалывать железнодорожные рельсы и вальки прокатных станков, в которых необходимо обеспечить значительную глубину закалки.

Будущим возможным применением мощных электронных пучков может быть улучшение с их помощью характеристик закаленной стали [10].

Применение мощного электронного пучка по данным исследований в США [11] позволяет в несколько раз повысить производительность при прокладке тоннелей в скальном грунте по сравнению с существующими методами.

Диапазон энергий ускорителей электронов, используемых в радиационной технологии, ограничен большими потерями пучка в выпускных устройствах при  $E < 150$  кэВ и наведенной активностью в облучаемых материалах при  $E > 10$  МэВ. В качестве источников электронов с энергией до 3-4 МэВ, как правило, используются высоковольтные ускорители различных типов, преимуществами которых является простота и высокое значение к.п.д.

Выпускаемые крупнейшими зарубежными фирмами модификации высоковольтных ускорителей полностью обеспечивают диапазон энергий до 4 МэВ (табл.1). При этом средняя мощность большинства современных промышленных ускорителей составляет 30-100 кВт. Кратность изменения энергии ускорителей в пределах одного ряда не превышает 1,5 при возможном изменении тока пучка в несколько десятков раз.

Т а б л и ц а 1

Основные данные об ускорителях электронов, выпускаемых американскими фирмами HVES и RDI.

E, МэВ	P, кВт	
	HVES	RDI
0,3	30,60	7,5,15,30
0,35	25	
0,4	20,40,80	10,20,40
0,45	16,45	
0,5	12,5,50	12,5,25,50
0,55	11,55	
0,75	15,50	18,75,37,5,75
1	30	100
15	30	75
2	40	40
2,5	50	
3	36	150
4		100



При более высоких энергиях применение высоковольтных ускорителей становится нецелесообразным вследствие их громоздкости. В этом случае при мощности пучка до 50 кВт наиболее выгодно использовать линейные резонансные ускорители, а при больших мощностях — линейные индукционные ускорители. Ускорители этих типов могут также использоваться как мощные источники тормозного излучения с интенсивностью до  $10^5$  Р/мин·м<sup>2</sup>.

Несмотря на высокую удельную стоимость электронного пучка (4–6 руб/кВт·ч), использование линейных резонансных ускорителей во многих радиационно-технологических процессах является высокорентабельным и дает экономический эффект до нескольких сотен тысяч рублей в год.

Линейные индукционные ускорители большой мощности могут быть также эффективно использованы при стерилизации питьевой воды, закалке стальных изделий, проходке штолен и тоннелей в скальных породах и т.д. [12].

За последние 5 лет в Советском Союзе изготовлено несколько десятков ускорителей электронов, предназначенных для использования в промышленности (табл.2). Успешно внедрены радиационно-химические процессы на ряде предприятий химической, электротехнической, медицинской промышленности, промышленности средств связи и в некоторых других отраслях/10/.

Т а б л и ц а 2

Основные параметры отечественных ускорителей электронов, предназначенных для использования в промышленности

Наименование	Е, МэВ	Р, кВт	Разработчик
Электрон-III	0,7	7	НИИЭФА
Электрон-IV	0,5	10	—"
Аврора-II	0,5	25	—"
ЛУЭ 8-5	8	5	—"
ЛУЭ 15-10	15	9	—"
ЭЛВ-I	1	20	ИЯФ СО АН СССР
ЭЛВ-2	1,5	20	—"
ИЛУ-6	1,8	20	—"
ТЭУС-3	0,3	70	ИВТ АН СССР
ЭОЛ	0,4	20	РТИ АН СССР

Быстрое развитие радиационной технологии в ближайшие годы потребует значительного расширения выпуска промышленных ускорителей электронов и перехода к их серийному производству.

В настоящее время разработкой и изготовлением таких ускорителей в Советском Союзе занят ряд институтов и организаций, причем наибольшее количество установок было разработано и изготовлено в НИИЭФА им.Д.В.Ефремова и в ИЯФ СО АН. Разрабатываемые ускорители существенно различаются по своим параметрам, схемным и конструктивным решениям.

В дальнейшем с целью сокращения общего числа типов выпускаемых ускорителей и унификации их основных параметров представляется целесообразным установить

единый ряд энергий ускорителей, обеспечивающий потребности широкого круга радиационных процессов, с кратностью 1,5-2 (табл.3).

Т а б л и ц а 3

Единый ряд энергий промышленных ускорителей электронов

Пределы изменения энергии, МэВ	Тип ускорителя
0,15-0,25	Высоковольтные
0,25-0,5	
0,5 -0,75	
0,75-1	
1 - 1,5	
1,5-2,5	
2,5 - 4	Высокочастотные, ЛИУ
4 - 6	
6 - 10	

Учитывая увеличение производительности радиационных установок в ближайшем будущем, следует предусматривать в проектах ускорителей любого типа мощность пучка не менее 50 кВт.

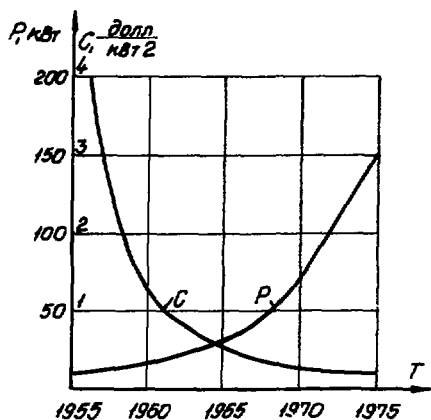
Диапазон энергий до 2-3 МэВ целесообразно обеспечить за счет высоковольтных ускорителей. При более высоких энергиях должны использоваться линейные высокочастотные и индукционные ускорители. Ускорители с энергиями до 1 МэВ могут иметь местную радиационную защиту и несколько излучателей.

При сравнительно небольшом количестве типов базовых моделей ускорителей их универсальность должна обеспечиваться устройствами вывода пучка различных конструкций в соответствии с требованиями конкретных радиационных процессов.

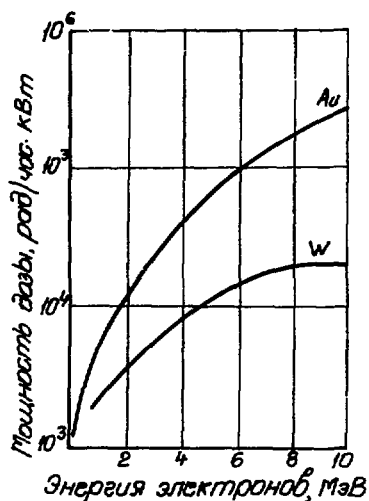
Следует также продолжить разработку ускорителей со средней мощностью  $10^6$  Вт и более, которые необходимы для промышленного освоения процессов с большой энергоемкостью, а также для дальнейшего снижения стоимости тормозного излучения.

Некоторой иллюстрацией изложенных выше положений может служить график на рис.3, на котором изображены области возможного применения ускорителей различных типов в радиационной технологии. График охватывает высоковольтные, линейные резонансные и индукционные ускорители. Зачерненные значки относятся к действующим, а светлые - к проектируемым установкам.

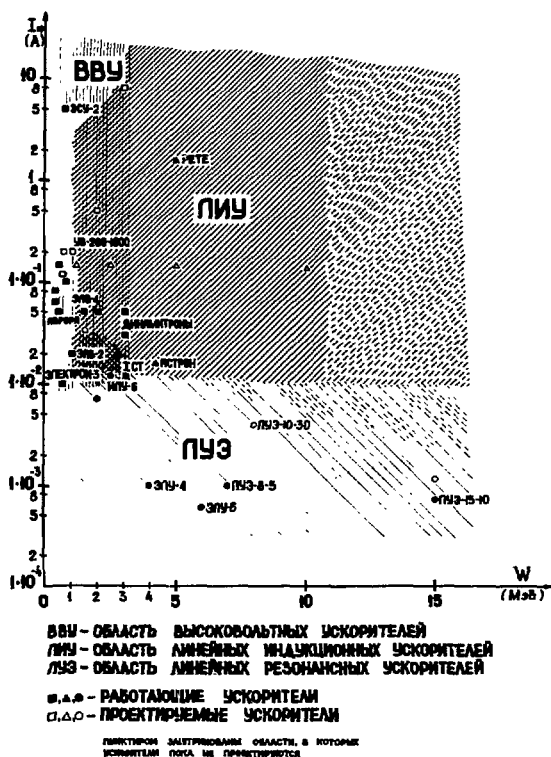
По основным функциональным признакам ускорителя заряженных частиц близки к электротехническому, электровакуумному и радиотехническому оборудованию, и для тенденций их дальнейшего развития справедливы аналогичные закономерности. Поэтому при разработке новых и модернизации существующих типов промышленных ускорителей усилия разработчиков должны быть направлены на дальнейшее увеличение их мощности, надежности, упрощение обслуживания и комплексную автоматизацию.



Р и с. 1. Зависимость максимальной мощности промышленных ускорителей электронов с энергией 1–3 МэВ и удельной стоимости электронного пучка от года разработки.



Р и с. 2. Мощность дозы тормозного излучения при поглощении электронов в вольфрамовой или золотой мишенях.



Р и с. 3. Области возможного применения промышленных ускорителей различных типов

## Л и т е р а т у р а

1. W.P.Swanson. Radiation Parameters of Electron Linear Accelerators. SLAC-PUB-2092, 1978.
2. P.Fowles, J.Walker, L.G.Earwaker. High Intensity Electron Accelerators in Radiation Processing J.Br.Nucl.Energy Soc.1977, 16, No.2, p.133-142.
3. K.H.Morganstern. Radiation Processing with Electron Beam Accelerators (Present and Future Applications). Доклад на Всемирном электротехническом конгрессе. М., июнь 1977.
4. J.Silverman. Basic Concepts of Radiation Processing, Radiation Physics and Chemistry, 1977, 2, No.1-3, p.1-15.
5. W.J.Ramler. Electron Beam Facilities. Radiation Physics and Chemistry, 1977, 2, No.1-3, p.69-89.
6. Prospects for High Energy Electron Irradiation of Wastewater Liquid Residuals. IAEA-SM-194/302. Munich, March 1975. Aut.: J.Q.Trump, K.A.Wright, E.W.Merrill et al.
7. K.H.Morganstern. Appraisal of the Advantages and Disadvantages of Gamma, Electron and X-ray. Radiation Sterilisation, Proc. of Symposium "Radiosterilisation of Medical Products". Dec.1974, Bombay, Vienna, IAEA-SM-192/8, 1975.
8. D.S.Ballantine. Alternative High Level Radiation Sources for Sewage and Wastewater Treatment. IAEA-SM-194/501. Munich, March 1975.
9. Canadian Chem.Process., 1977, 61, No.4, p.6-8.
10. В.К.Крипкая. Новые состояния облученного мартенсита. Сб.Проблемы металлостроения и физики металлов, № 3, 1976, с.32. М., "Металлургия".
11. R.J.Avery, D.Keife et al. Hard-rock Tunneling Using Pulsed Electron Beams. IEEE Trans. on Nucl.Sc.NS-22, No.3, June 1975.
12. Ю.П.Вахрушин, А.И.Анацкий. Линейные индукционные ускорители. М., Атомиздат, 1978.
13. А.Х.Бреггер, Д.Д.Козлов, М.П.Свинын. Итоги работ в области создания радиационно-химических установок с ускорителями электронов. В кн. Доклады Второго Всесоюзного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве. (Ленинград, 1-3 октября 1975 г.), т.1, с.141-204, Л., НИИЭФА, 1976.

**РАБОТЫ ИИЯ СО АН СССР ПО СОЗДАНИЮ ЭЛЕКТРОННЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ДЛЯ  
ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В НАРОДНОМ ХОЗЯЙСТВЕ**

**В.Л.Ауслендер, Р.А.Салимов**

**Институт ядерной физики СО АН СССР**

В настоящее время Институт ядерной физики СО АН СССР может поставлять народному хозяйству для непосредственного использования в технологических линиях два типа ускорителей: ИДУ-6 и ЭЛВ <sup>1/1</sup>. Параметры их приведены ниже.

Таблица I

Технические характеристики ускорителей	Ускорители типа ЭЛВ				Высокочастотный ускоритель ИДУ-6
	ЭЛВ-1	ЭЛВ-2	ЭЛВ-3	ЭЛВ-4	
I	2	3	4	5	6
Энергия электронов, МэВ	0,4±1	0,8±1,5	0,4±0,7	1,0±1,5	0,5 + 2,0
Средняя мощность пучка кВт	20	20	50	50	до 30
Средний ток пучка, мА	до 50	до 25	до 100	до 50	до 40
Разброс энергии электронов в пучке, %	±2,5	±2,5	±2,5	±2,5	±10
Длительность импульса, мкс	пост.	пост.	пост.	пост.	до 700
Частота повторения импульсов, Гц	-	-	-	-	до 300
Потребляемая мощность, кВт	26	27	60	60	120
Расход дистиллированной воды м <sup>3</sup> /час.	-	-	-	-	4
Расход охлаждающей воды м <sup>3</sup> /час	1,2	1,2	1,5	1,5	-
Расход охлаждающего воздуха, м <sup>3</sup> /час	200	200	200	200	200

Для размещения ускорителей требуется радиационно защищенное помещение площадью 5x5 м<sup>2</sup> и высотой до 8 м, а также помещение для вспомогательного оборудования и пультной общей площадью 4x5 м<sup>2</sup>. Если габариты технологического оборудования и транспортных устройств позволяют, то ускорители типа ЭЛВ допускают использование местной радиационной защиты.

## ВЫПУСК ЭЛЕКТРОНОВ В АТМОСФЕРУ

В зависимости от требований технологических процессов ускорители ИЛУ-6 и ЭЛВ могут обеспечивать различные поля облучения. Мощность дозы на единицу площади может также варьироваться в довольно широких пределах (от  $10 \text{ мкА}\cdot\text{см}^{-2}$  до  $100 \text{ мА}\cdot\text{см}^{-2}$ ). Это достигается за счет различных конструкций выпускных устройств, которыми могут снабжаться ускорители. Для облучения ленточных объектов, плит, тонких кабелей используется линейно развернутый пучок электронов. Он выпускается через тонкую титановую фольгу, охлаждаемую воздухом. Стандартный размер выпускного окна ( $75 \times 980 \text{ мм}^2$ ) позволяет выпускать ток до 80 мА. Разработано и испытано также окно размером  $75 \times 1500 \text{ мм}$ , которое устанавливается на стандартное выпускное устройство. Разработано и находится в стадии изготовления окно размером  $100 \times 980 \text{ мм}^2$ . Угол отклонения пучка  $30^\circ$ . В ускорителе ИЛУ каждый импульс тока равномерно распределяется по фольге. На ускорителях ЭЛВ применяется пилообразная развертка пучка вдоль и поперек выпускного окна. Частота сканирования поперек окна 1075 Гц, а вдоль — обычно 50 Гц, но в тех случаях, когда это специально требуется, её можно поднять до 400 Гц; неравномерность дозы вдоль окна не хуже  $\pm 10\%$ . Срок службы фольги более 1000 часов.

Для облучения изделий, имеющих цилиндрическую геометрию (трубы, планги), разработаны два типа устройств с кольцевой разверткой пучка. Устройство первого типа можно устанавливать как на ИЛУ, так и ЭЛВ. Здесь пучок, выпущенный в воздух через стандартное выпускное устройство с линейной разверткой, заворачивается постоянными магнитами на цилиндрическое изделие. Устройство проверяется при энергиях электронов от 800 до 1500 кэВ. Доля тока, принимаемая изделием, составляет 70% для трубы диаметром 6 см и 50% — диаметром 4 см, равномерность тока по азимуту трубы не хуже  $\pm 10\%$ . На этом же устройстве проводилось облучение трех труб диаметром 2 см одновременно. Ток, принимаемый тремя трубами, составляет 50% тока ускорителя. Равномерность также не хуже  $\pm 10\%$ . Такая система позволяет облучать трубы диаметром до 15 см.

Другой тип кольцевой развертки может быть использован лишь на ускорителе ИЛУ, т.к. импульсный характер его работы позволяет отклонять каждый импульс пучка в отдельный канал и затем с помощью поворотных магнитов направлять его с необходимым углом на выпускные фольги. Это позволяет создавать объемные поля облучения с достаточно хорошей однородностью ( $\pm 15\%$ ).

Для выпуска концентрированного пучка в атмосферу разработано устройство, в котором электронный пучок выходит из вакуума через систему из четырех отверстий <sup>1/2</sup>. Перепад давления от атмосферного до  $10^{-6}$  Тор в ускорительной трубке обеспечивается пятью ступенями откачки, из которых последняя ступень — это магнеторазрядные насосы, являющиеся принадлежностью ускорителя при любом способе выпуска пучка. Параметры пучка ЭЛВ таковы, что при расходе мощности  $5 \cdot 10^{-2}$  рад через отверстие диаметром 1 мм проходит 20 кВт. Пучок мощностью 75 кВт проходит через отверстие размером около 1,5 мм. Полная мощность, которая выделяется на всех диафрагмах, не превышает 3 кВт. Электронный пучок может выпускаться в воздух как в вертикальном, так и в горизонтальном направлениях. В тех случаях, когда это специально требуется, на выходе выпускного устройства устанавливается дополнительный объем, давление в котором регулируется от  $5 \cdot 10^{-2}$  Тор до атмосферного.

## ПРИМЕРЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ В НАРОДНОМ ХОЗЯЙСТВЕ

В настоящее время уже имеется целый ряд радиационных технологических процессов с использованием ускорителей, созданных в ИЯФ СО АН СССР. Пока наиболее разработана методика облучения полиэтиленовой изоляции тонких кабелей. На сегодняшний день на кабельных заводах действует 9 технологических линий с использованием ускорителей ЭЛВ. Каждый ускоритель дает экономический эффект в размере 1,5 млн. руб в год. Поставки ускорителей ЭЛВ на кабельные заводы продолжают.

С ускорителем этого же типа проведены эксперименты по уничтожению амбарных вредителей. На элеваторе Новосибирского филиала Всесоюзного института зерна облучено около 1,5 тыс. тонн пшеницы. Эти эксперименты показали высокую эффективность метода, и по решению Министерства заготовок закончено проектирование и ведется строительство установки с производительностью 200 тонн в час на портовом элеваторе.

Одной из важных областей радиационной технологии является получение термоусаживающихся труб. На экспериментальном стенде Института с ускорителем ИЛУ облучено более десяти тонн труб. В настоящее время готовятся к монтажу две установки по производству термоусаживающихся труб. Ожидаемый экономический эффект оценивается в 2 млн. рублей на один ускоритель в год.

На базе ускорителя ИЛУ налажена и запущена в опытно-промышленную эксплуатацию установка по радиационной очистке сточных вод крупного свиноводческого комплекса объединения "Омский бакон". Предполагается, что успешное облучение стоков позволит использовать воду по замкнутому циклу. Помимо очевидных выгод этот способ помогает решить сложную проблему охраны окружающей среды, т.к. при существующей практике сточные воды загрязняют обширные площади. При дозе 100 крад может быть обработано 200 м<sup>3</sup> стоков в сутки.

На базе ускорителя ИЛУ-6 создается опытно-промышленная установка для регенерации мономера из отработанных изделий из бутылкаучука.

Выше были перечислены примеры применения ускорителей в народном хозяйстве, когда внедрение находится в стадии непосредственного использования в производительном процессе или такая стадия наступит в ближайшее время.

Кроме этого наши ускорители используются в качестве исследовательских приборов, а также для отработки новых технологических процессов.

### Л и т е р а т у р а

1. Ауслендер В.Л., Салимов. Ускорители электронов Института ядерной физики СО АН СССР для народного хозяйства. Атомная энергия, т.44, вып.5, стр.403, 1978.
2. Будкер Г.И. и др. В кн. Материалы Всесоюз. конф. по разработке и практическому применению электронных ускорителей, стр.188, Томск, 1975.

ИНДУКЦИОННЫЕ УСКОРИТЕЛИ ТОМСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ  
В ПРОМЫШЛЕННОСТИ, МЕДИЦИНЕ И ПРИКЛАДНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

О.Ф.Булаев, В.И.Горбунов, В.А.Москалёв, В.Л.Чахлов, И.И.Штейн

Томский политехнический институт

Индукционные ускорители электронов – бетатроны находят широкое применение в промышленности для дефектоскопии изделий и заготовок, в медицине – для лучевой терапии, при контроле быстротекающих процессов и пр., а также для научных исследований в области физики, химии и биологии.

В Томском политехническом институте успешно идет разработка бетатронов трех типов: малогабаритных передвижных; стационарных и сильноточных.

Разработанные бетатроны на максимальные энергии 3,6,18,25,30,35,50 МэВ позволяют выполнять широкий диапазон работ в дефектоскопии и других областях. С помощью бетатронов ТПИ можно с высокой чувствительностью контролировать заготовки и изделия различных классов с эквивалентной толщиной по стали от 30 до 600 мм как в условиях специальных дефектоскопических лабораторий, так и на монтажных площадках.

При разработке новых и усовершенствовании ранее созданных бетатронов, предназначенных для промышленной дефектоскопии, основное внимание уделяется повышению мощности дозы излучения ускорителей, улучшению их удельных характеристик, дальнейшему совершенствованию узлов ускорителей, повышению их надёжности и упрощению управления. Основные технические характеристики бетатронов ТПИ, предназначенных для промышленной дефектоскопии, приведены в таблице I. Бетатроны МИБ-3, БС-9-30, Б-35-1000 находятся в стадии разработки.

Конструктивно эти установки состоят из трёх основных блоков: излучателя, блока питания и пульта управления.

Излучатель включает в себя электромагнит бетатрона вместе с отпаянной ускорительной камерой, а также электронные блоки и оборудование, укрепленные на электромагните (импульсные блоки инжекции и смещения, детектор излучения, вентиляторы охлаждения электромагнита, указатель центра пучка тормозного излучения). В блок питания входят силовой автотрансформатор (трансформатор), пусковые и защитные приборы, конденсаторная батарея, а в отдельных конструкциях – тиристорный коммутатор. Пульт управления бетатроном сосредотачивает органы управления, электронные блоки синхронизации и дозиметра, контрольные и измерительные приборы.

Электромагниты бетатронов типа МИБ-6, МИБ-3, Б-18, Б-35-1000 и БС-9-30 возбуждаются униполярными импульсами тока с повышенной частотой следования 100-400 Гц. Схемы импульсного питания выполнены на полупроводниковых приборах и, как правило, имеют массу и габариты меньше, чем масса и габариты соответствующих батарей косинусных конденсаторов, применявшихся в резонансных схемах возбуждения с частотой сети. Выбор оптимального соотношения длительности возбуждаемых импульсов тока и частоты их следования для конкретного электромагнита бетатрона позволяют обеспечить допустимый тепловой режим без увеличения его массы и габаритов [1]. Это позволяет соответственно увеличить мощность дозы тормозного излучения в 2-6 раз.



Т а б л и ц а I  
Основные техничеcкие характеристики бетатронов ТПИ

№ п/п	Характеристика	Тип бетатрона									
		ПМБ-6	ММБ-3	ММБ-6	Б-18-40	Б-25/10	Б-35/8	Б-35-1000	БС-8-25	БС-9-30	БС-10-50
1.	Максимальная энергия, МэВ	6	4	6	18	25	25	35	25	30	50
2.	Мощность дозы тормозного излучения на расстоянии 1 м от мишени, Р/мин	0,6	0,6	3	40	40	300	1000	3000	8600	64000
3.	Частота следования циклов ускорения, 1/с	50	300	200	150	50	50	100	50	50	50
4.	Потребляемая мощность, кВт	1,6	2	4	15	10	30	30	30	30	120
5.	Масса блока излучения, т	0,1	0,04	0,1	0,7	2,5	4,0	4,0	4,0	4,0	12
6.	Диапазон просвечивания толщин (сталь), мм	30-200	20-150	30-250	50-300	50-350	50-400	50-500	50-500	50-600	90-900

Малогабаритные бетатроны типа ММБ-3, ПМБ-6, ММБ-6, имеющие малые габариты и вес, можно транспортировать вручную и осуществлять с их помощью контроль в труднодоступных местах [2,3].

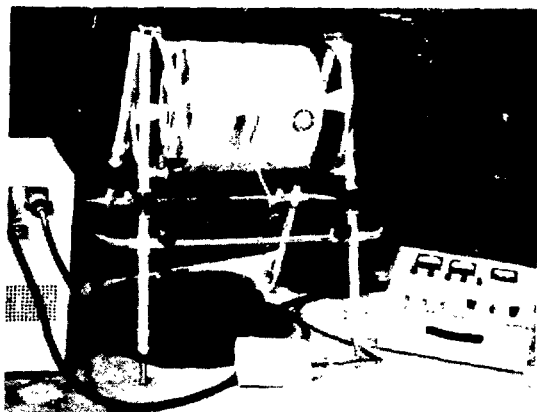
Габариты передвижного бетатрона Б-18 позволяют размещать его в кузове грузового автомобиля, автофургоне, авто- или электрокаре; питание установки при необходимости может осуществляться от автономного источника питания (бензоагрегата). Корпус блока излучателя, отлитый из алюминиевого сплава, имеет две цапфы, за которые он может быть подвешен к специальному механизму перемещения или грузоподъемному устройству [4].

Бетатроны Б-25/10, Б-35/8, Б-35-1000 и БС-9-30 являются стационарными установками, предназначенными для работы в условиях лабораторий неразрушающего контроля [5,6]. Излучатель в этом случае устанавливается на специальном механизме перемещения или на подвеске мостового крана, которые позволяют перемещать его относительно контролируемого объекта по рабочей камере.

Блок питания (силовой шкаф и конденсаторная установка, либо тиристорный коммутатор и конденсаторная установка) размещается в отдельном помещении.

Включение бетатрона, регулировка, контроль его рабочих режимов и выключение производятся с пульта управления. Пульты управления оснащены цифровыми дозиметрами-экспонетрами, позволяющими производить измерение экспозиционной дозы тормозного излучения от 0,01 до 100 кР в диапазоне энергий от 9 до 35 МэВ.

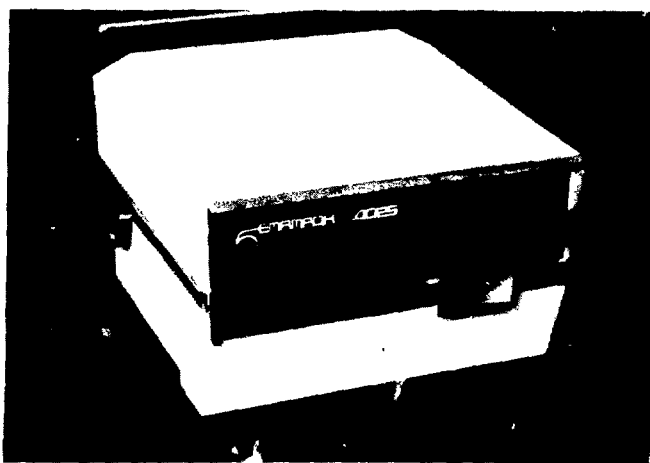
На рис. 1,2,3 приведены фотографии соответственно малогабаритного импульсного бетатрона типа ММБ-6, излучателя стационарного бетатрона на 35 МэВ Б-35 и излучателя сильноточного бетатрона на 30 МэВ типа БС-9-30.



Р и с. 1.



Р и с. 2.



Р и с. 3.

Следует отметить, что глубокая регулировка энергии излучения бетатронов позволяет осуществлять выбор оптимальных условий просвечивания в широком диапазоне толщин контролируемых изделий и заготовок. Поэтому снимки, полученные с помощью бетатронов, отличаются высоким качеством.

В сильноточных бетатронах за импульс ускоряется  $6,4 \cdot 10^{11}$  электронов, что позволяет применять их не только для радиографического контроля промышленных изделий большой толщины, но и для исследования динамики быстропротекающих процессов [7]. В настоящее время два сильноточных бетатрона на энергию 25 МэВ используются при кинорадиографировании процессов, протекающих со скоростью до 1 м/с [8].

Разработанные схемы синхронизации импульса излучения бетатрона с деталями, находящимися в периодическом движении, позволяют за серию импульсов контролировать качество сборки и состояние механизмов непосредственно в движении.

Так, на базе бетатрона ЛБ-6 разработано устройство для безразборного определения зазоров в сопряжении патунно-кривошипного механизма двигателей внутреннего сгорания.

В стадии разработки находится сильноточный бетатрон на энергию 50 МэВ с мощностью дозы тормозного излучения не ниже 64000 Р/мин. Этот бетатрон в основном предназначен для физических исследований и радиоактивационного анализа микропримесей. Он может также применяться для контроля стальных изделий толщиной до 900 мм.

На базе бетатронов, применяемых в дефектоскопии, разработано несколько образцов бетатронов для медицины [5,6].

Бетатрон Б-25/10, изготавливаемый для лучевой терапии, оснащен защитной диафрагмой со сменными коллиматорами и фильтрами, обеспечивающими формирование требуемых полей облучения. Параметры медицинского бетатрона на 25 МэВ такие же, как и у основной модели.

На базе бетатрона Б-35/3 разработан медицинский вариант ускорителя на энергию 32 МэВ с выведенным электронным пучком. Мощность дозы тормозного излучения бетатрона на расстоянии 1 м от мишени 150 Р/мин, электронного — 200 Р/мин·м.

Особенностью установки является то, что тормозной и электронный пучки выходят по одной оси, поэтому при переходе от одного вида излучения к другому вставку бетатрона производить не требуется.

Энергия излучения регулируется ступенчато: 9, 15, 25 и 32 МэВ.

Установка снабжена раздвижной диафрагмой формирования поля облучения, позволяющей плавно изменять размеры поля облучения на расстоянии 1 м от 40x40 до 200x200 мм<sup>2</sup>. Равномерность дозного поля обеспечивается наборными выравнивающими фильтрами, максимальная неравномерность поля не превышает 10%.

Оснащение бетатрона механизмом ротации (радиус окружности перемещения бетатрона 1470 мм), обеспечивающем маятниковое движение бетатрона относительно облучаемого пациента, позволяет производить высокоинтенсивное облучение отдельных внутренних областей, обеспечивая при этом щадящий режим для поверхностных и окружающих тканей.

Скорость ротации можно плавно изменять от 0,6 до 6 град/с, угол ротации также можно плавно регулировать от  $\pm 75^\circ$  в сторону уменьшения.

Для поверхностной терапии электронным пучком на базе серийно выпускаемого бетатрона ЛМБ-6 разработан переносной медицинский бетатрон с выведенным электронным пучком, энергия которого может плавно регулироваться в диапазоне от 1 до 6 МэВ [9]. Мощность дозы электронного пучка при максимальной энергии на выходе из магнитопровода составляет  $\sim 10^4$  Р/мин. Мощность фонового

излучения на 1 метре от корпуса излучателя не превышает  $0,01 \text{ Р/мин}$ . Малые размеры и масса блоков бетатрона и незначительное фоновое излучение позволяют использовать его в помещениях без специальной громоздкой радиационной защиты.

Таким образом, один из первых ускорителей на высокие энергии – бетатрон – остаётся в настоящее время простым и универсальным источником гамма- и электронного излучения, широко применяемым в народном хозяйстве.

Более глубокое изучение процессов захвата и ускорения, появление новых приборов, магнитных и электроизоляционных материалов, совершенствование схемных и конструкторских решений открывают перспективы дальнейшего улучшения технических характеристик бетатронов.

#### Л и т е р а т у р а

1. Логинов В.С., Чахлов В.Л., Чахлов Т.Л. Известия вузов, Физика, 1976, №7, стр.155.
2. Бахилин В.В., Багинский В.А., Бельтяев Ю.Н. и др. Доклады II Всесоюзного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве и медицине. Ленинград, стр.368, 1975, НИИЭФА.
3. Бойко Д.А., Романов В.В., Чахлов В.Л., Штейн М.М. Дефектоскопия, 1976, №1, стр.62.
4. Воробьев В.А., Гавкалов Ю.Д., Куницын Г.А., Шумихин В.Ф., Ярославцев В.Д. Труды УИ Межвузовской научно-технической конференции по ускорителям. Томск, вып.4, стр.86, 1970, Атомиздат.
5. Булаев О.Ф., Горбунов В.И., Куницын Г.А., Руденко В.Н. Электронная техника, Серия IV, Электровакуумные и газоразрядные приборы, 1977, вып.2, стр.10.
6. Горбунов В.И., Куницын Г.А., Соколов О.В. Известия ТПИ, том 279, стр.117, 1974, ТПУ Томск.
7. Москалев В.А., Скворцов Ю.М., Шашов В.В., Шестаков В.Г. Доклады II Всесоюзного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве и медицине. Ленинград, стр. 382, 1975, НИИ ЭФА.
8. Москалев В.А., Скворцов Ю.М., Шестаков В.Г. Труды XIII Международного симпозиума по скоростной фотографии и кинематографии. Токио, 1978.
9. Бельтяев Ю.Н., Ерофеева Г.В., Чахлов В.Л. ПГЭ, 1975, №3, стр.32.

## ОСОБЕННОСТИ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В НАРОДНОМ ХОЗЯЙСТВЕ ИНДУКЦИОННЫХ ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ С ПОСТОЯННЫМ ВЕДУЩИМ ПОЛЕМ

В.Н.Кавунников

Физический институт им.П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

### ИНДУКЦИОННЫЙ ЦИКЛИЧЕСКИЙ УСКОРИТЕЛЬ (ИЦУ)

Среди ускорителей электронов, применяемых в прикладных целях, мощность пучка максимальна у ускорителей прямого действия: несколько кВт при энергии электронов  $\sim 1$  МэВ. Примерно такую же среднюю мощность, но при энергии на порядок большей, отдадут линейные резонансные ускорители и микротроны. На противоположном полюсе находятся бетатроны: мощность их пучка измеряется долями ватта. В отличие от высоковольтных и резонансных ускорителей, мощность пучка в бетатроне ограничивается отнюдь не ускоряющей системой (она, будучи по-существу трансформатором, способна, в принципе, передавать пучку сотни и даже тысячи ватт в зависимости от размеров сердечника), а импульсным характером работы бетатрона, его переменным магнитным полем. Изменение во времени центрального потока при использовании вихревого ускоряющего поля принципиально необходимо, но скачкообразность пучка в бетатроне определяется не этим изменением, а переменностью ведущего поля: инжекция, например, возможна в течение того интервала времени ( $\sim 1$  мкс), когда мгновенное значение ведущего поля соответствует начальной энергии электронов. Если сделать ведущее поле постоянным, появится возможность инжектировать и ускорить электроны со скачкообразностью, определяемой изменением ускоряющего поля. Такой ускоритель иногда называют БПП - "бетатрон с постоянным полем". Согласно принятой терминологии, будем называть его индукционным циклическим ускорителем (ИЦУ) с постоянным ведущим полем. ИЦУ - это и бетатрон, и совсем не бетатрон. Бетатрон - в том смысле, что ИЦУ тоже циклический индукционный ускоритель электронов. С другой стороны, в ИЦУ орбиты электронов с разной энергией разнесены в пространстве, а не во времени; по типу ведущего магнитного поля он ближе к циклотрону и микротрону.

Разработка ИЦУ ведётся последние годы в ФИАНе (см./1,2/). Совместно с НИИЯФ при Томском политехническом институте создан /3/ экспериментальный ИЦУ на энергию  $\sim 1,5$  МэВ, на котором сейчас ведутся исследования. Ниже мы кратко остановимся на важнейших особенностях главных систем таких ускорителей, приведём ряд соображений и оценок, связанных с выбором их параметров, и наметим пути практической реализации ИЦУ с энергией электронов несколько МэВ и средним током пучка порядка  $10^{14}$  электронов/с.

### Ведущее магнитное поле

Параметры ИЦУ в значительной степени определяются ведущим полем. Хорошо исследованы и неоднократно применялись радиально- и спирально-секторные системы с распределением поля вида

$$H_z(r, \theta) = H_0 \left( \frac{r}{r_0} \right)^n \left[ f_0 + \sum_{k=1}^{\infty} f_k \cdot \cos kN(\theta - s \ln \frac{r}{r_0}) \right]. \quad (1)$$

Ширина магнита по радиусу зависит от показателя поля  $n$  :

$$n = \left[ \frac{e}{g} \frac{W_m (W_m + 2E_0)}{W_i (W_i + 2E_0)} / \frac{r_i}{r_i} \right] - 1, \quad (2)$$

где  $E_0$  - энергия покоя электрона, а  $r_i$  и  $r_m$  - радиусы орбит, соответствующие энергиям  $W_i$  и  $W_m$  в начале и конце ускорения. Размеры установки уменьшаются при увеличении  $n$ , но с ростом  $n$  увеличивается частота радиальных колебаний  $\nu_r$  и уменьшается частота вертикальных -  $\nu_z$ ; вертикальная фокусировка определяется флаттером  $F = (1/2) \sum (f_k^2 / f_0^2)$  и спиральностью  $S$ . Область устойчивых колебаний лежит в пределах  $0 \leq \nu_r, \nu_z \leq N/2$ .

В радиально-секторной системе ( $S = 0$ ) со знакопеременным полем благодаря большому  $F$  можно обеспечить устойчивость  $z$ -колебаний при быстром росте поля по радиусу ( $n \gg 1, N \sim n$ ). Но в применении к ИЦУ на энергии  $\leq 10$  МэВ размеры такой системы неоправданно велики ( $r_i \geq 0,5$  м). Поэтому лучше не использовать секторы с отрицательным полем: при этом размеры можно уменьшать как за меньшее число секторов ( $N$  вместо  $2N$ ), так и за счет большого среднего поля  $f_0$ . Но  $n$  будет небольшим. Параметры такого магнита для экспериментального ИЦУ приведены в таблице I [3/

Т а б л и ц а I

Максимальная энергия электронов	1,5 МэВ
Энергия инжекции	50 кэВ
Число секторов	4
Показатель поля	$\sim 0,73$
Флаттер	$\sim 1,2$
Частота свободных колебаний:	
радиальных	$\sim 1,8$
вертикальных	$\sim 0,7$
Радиус орбиты инжекции	$\sim 8$ см
Радиус конечной орбиты	$\sim 27$ см
Макс. напряжённость поля	$\sim 0,5$ кЭ

фотография этой магнитной системы показана на рис. I. Выбранное значение  $n$  при  $N = 4$  является практически максимально возможным. Выбрав большее  $r_m$ , можно несколько увеличить  $W_m$ , но лучше повышать  $W_m$ , уменьшая  $r_i$ . Например, при  $r_i = 6$  см, радиусу  $r_m = 27$  см соответствует  $W_m \approx 3$  МэВ. Главная трудность при уменьшении  $r_i$  состоит в формировании поля с учетом размещения ускоряющего сердечника и инжектора.

При  $W_m \geq 3-5$  МэВ необходим переход к  $N = 6$ ,  $n \approx 1,5-2,6$  (в зависимости от выбора  $\nu_r, \nu_z$ ); величина  $F$  при этом должна быть в 2-3 раза больше [1,2/]. Увеличив радиус, такой флаттер тоже можно получить без секторов отрицательного поля [4/.

Обычно радиус гораздо меньше в спирально-секторной системе: усиление  $z$ -фокусировки при  $S \neq 0$  позволяет использовать меньшее  $F$  (и большее  $f_0$ ). Например, пусть  $N = 6$  и  $n \approx 1,5$ ; чтобы получить  $\nu_z \approx 0,7$  при  $S = 0$  необходимо  $F \approx 2$ , а при  $S = 1$  - лишь  $F \approx 0,5$ . При переходе от  $F = 2$  к  $F = 0,5$   $f_0$  возрастает, и радиус можно уменьшить примерно вдвое. Однако в ИЦУ эти преимущества спиральной вариации не удаётся использовать именно в силу малых размеров системы ( $r_i \approx 10$  см). Движение в спиральном поле весьма нелинейно, и предельные амплитуды устойчивых колебаний малы. Исследования в США на электронно-ионной модели спирально-секторного ускорителя [5/ показали, что при  $N = 6$  и  $n \approx 1,5$  предельные амплитуды не превосходят 2-3% радиуса орбиты. Для их уве-

лучения в 2-3 раза пришлось в этой установке ( $N = 6$ ) выбрать  $n \approx 0,7$  даже при  $r_0 \approx 35$  см. А  $n \approx 0,7$  можно использовать и при  $N = 4$ ,  $S = 0$ .

### Инжекция

С увеличением  $W_c$  уменьшаются силы собственного поля пучка, которые приводят к сдвигу частот  $\nu_r$ ,  $\nu_z$  и ограничивают допустимую плотность инжектируемого заряда. Предельный ускоряемый ток зависит от размеров пучка и скорости его отвода от орбиты инжекции. На упоминавшейся американской модели /5/, ускорявшей электроны от 30 до 80 кВ напряжением 20 В, наблюдалось периодическое прерывание ускоряемого тока из-за эффектов пространственного заряда при длительности инжекции  $\sim 400$  мкс; данных о токе пучка не приводилось. В экспериментах, выполненных в ФИАНе /2/, при амплитуде тока инжекции  $\sim 1$  мА и длительности до 25 мкс, эффектов пространственного заряда ещё не наблюдалось. При этом электроны отводились от инжектора импульсным магнитным напряжением  $\sim 0,5-0,9$  кВ; коэффициент захвата достигал 10-40%. При частоте повторения 50 Гц средний ток ускоренного пучка составил  $\sim 0,2$  мкА.

Оценки и эксперимент на электронном циклотроне показывают (см./6/), что импульсный ток пучка в ИЦУ может составлять  $\sim 1$  мА. для этого необходимо ускоряющее напряжение порядка нескольких сотен В/оборот. Захват в режим ускорения при таких напряжениях достаточно эффективен из-за быстрого ухода орбиты от инжектора. Поэтому, в отличие от бетатронов, использующих малоэффективный "коллективный" захват, ток из инжектора ИЦУ может быть небольшим, порядка захваченного тока.

Если довести коэффициент заполнения импульса пучка, например, до  $\sim 10\%$  и принять коэффициент захвата равным  $\sim 10\%$ , то средний ток пучка составит  $\sim 10$  мкА (при токе инжекции  $\sim 1$  мА). Для этого необходим, например, режим с длительностью инжекции  $\sim 100$  мкс и частотой повторения циклов  $\sim 1$  кГц. Эти значения по меньшей мере на порядок-полтора превышают возможности существующих бетатронных систем инжекции и ускорения. В разработке инжектора для длительной и эффективной инжекции в ИЦУ нет принципиальных трудностей: требуемый ток невелик. Ведь существуют пушки для кинескопов, работающие при токе  $\sim 1$  мА и напряжении в несколько десятков кВ; эти параметры близки к необходимым.

### Ускоряющая система

Возможности ИЦУ во многом зависят от ускоряющей системы. Изменение центрального потока за цикл определяется необходимым приращением энергии, длительностью инжекции и параметрами ведущего поля. Высокое ускоряющее напряжение необходимо и для эффективной инжекции, и для получения нужного темпа ускорения, определяемого ускоряемым током. Выполняя эти требования, можно сформировать ускоряющий импульс, например, с максимальным уровнем напряжения при инжекции и с меньшим - в процессе ускорения. Такое программирование напряжения позволяет, в частности, уменьшить потери в сердечнике /7/.

Одно из требований, которые следует учитывать при конструировании и размещении сердечников, это - малость их полей рассеяния в рабочей области ведущего поля. Действие полей рассеяния на динамику электронов будет сильно ослаблено, если число сердечников, размещённых в прямолинейных промежутках, равно числу секторов магнита /1,2/.

В процессе создания высокоэффективной ускоряющей системы для ИЦУ необходимо, в частности, определить оптимальное значение частоты повторения и выбрать материал сердечника.

### Вывод электронного пучка

Применение в ИЦУ радиально-секторной системы ведущего поля с большими промежутками облегчает вывод электронов. При  $N = 4$ ,  $\gamma_r \approx 1,8$  можно использовать резонанс  $\gamma_r = 4/2$ , который совпадает с целым  $\gamma_r = 2$  и с границей устойчивости  $\gamma_r = N/2$ . Сдвинуть частоту к резонансу можно второй гармоникой; необходима амплитуда  $\sim 3\%$ . Эту гармонику можно создать одинаковым изменением поля в конце рабочей области двух противоположных секторов. По-видимому, возможны варианты вывода без дополнительных отклоняющих магнитов.

### Л и т е р а т у р а

1. В.Н.Кацуников, А.А.Коломенский, П.С.Михалёв, А.П.Фатеев. Атомная энергия, 38, 234 (1975).
2. В.Н.Кацуников, П.С.Михалёв. ЖТФ, 2586 (1976).
3. В.Н.Кацуников, А.А.Косарев, П.С.Михалёв, А.А.Звонцов, Н.Ф.Симухин, В.Л.Чаклов. Труды У Всес.совет.по ускорит., "Наука", т.П, 74 (1977).
4. В.Н.Кацуников, П.С.Михалёв. ЖТФ, 45, 2451 (1975).
5. D.W.Kerst et al. Rev.Sci.Instr., 31, 1076 (1960).
6. А.А.Глазов, В.П.Джелепов, В.П.Дмитриевский, Б.И.Замолодчиков, В.В.Кольга, Д.Л.Новиков, Л.М.Онищенко. Сообщения ОИЯИ, Р9-6214 (1972).
7. Л.Н.Кезанский, В.Н.Кацуников. ПТЭ, № 4, 217 (1965).



Р и с.1. Магнитная система ведущего поля для четырехсекторного ИЦУ с максимальной энергией 1,5 МэВ на измерительном стенде (один сектор снят). На малых радиусах рост поля достигается благодаря увеличению ампервитков обмоток возбуждения, уложенных в пазы на полюсах; на больших радиусах уменьшается вертикальный зазор. При формировании поля применялись расчет и коррекция по данным измерений.



## ЗАПУСК И ИССЛЕДОВАНИЕ ЦИКЛИЧЕСКОГО ИНДУКЦИОННОГО УСКОРИТЕЛЯ С ПОСТОЯННЫМ ВЕДУЩИМ ПОЛЕМ

В. Н. Канунников, П. С. Михайлёв

Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР, Москва

Н. Ф. Симукин, В. Л. Чахлов

Научно-исследовательский институт ядерной физики при Томском  
политехническом институте им. С. М. Кирова

### Введение

Применение постоянного во времени ведущего магнитного поля открывает принципиальную возможность значительного (на несколько порядков величины) повышения средней интенсивности пучка, ускоренного индукционным методом. Рост интенсивности достигается прежде всего благодаря удлинению периода инжекции: при постоянном ведущем поле длительность инжекции может составлять заметную долю периода повторения циклов, например,  $\sim 0,1$  (а не  $\sim 10^{-4}$ , как в бетатронах). На основе теоретических и экспериментальных исследований, выполненных в последние годы в физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР (см. /1/), ФИАН и НИИ ядерной физики при ТПИ разработали и создали экспериментальный циклический индукционный ускоритель электронов с постоянным ведущим полем /2/. Этот ускоритель имеет малые размеры, рассчитан на небольшую максимальную энергию  $\sim 1,5$  МэВ и предназначен для проведения исследований, направленных на существенное усовершенствование бетатрона и на расширение области его применений.

Описание ускорителя и результаты формирования ведущего поля опубликованы ранее /2/; ниже приведены некоторые результаты экспериментов, проводившихся в процессе запуска, вместе с кратким описанием применявшейся аппаратуры и методики измерений.

### Аппаратура и методика

Общий вид ускорителя сверху показан на фотографии (рис. 1). Магнитная система ведущего поля — четырёхсекторная, с большими прямолинейными промежутками, в которых размещены ускоряющие сердечники. Форме орбиты напоминает квадрат со скруглёнными углами; орбита максимальной энергии лежит на радиусе  $\sim 27$  см в магнитном секторе и  $\sim 23$  см — в прямолинейном промежутке. Показатель роста ведущего магнитного поля  $n \approx 0,73$ . Частоты свободных колебаний  $\gamma_r \approx 1,8$ ,  $\gamma_z \approx 0,7$  (подробнее см. /2/).

Инжектор вводится в вакуумную камеру сверху, через специальный патрубок (см. рис. 1). Радиус установки инжектора  $\sim 8$  см, азимут  $\sim 20^\circ$  ( $0^\circ$  — середина прямолинейного промежутка).

При запуске ускорителя использовались инжекторы двух типов: пучка Керста с величиной "промазки"  $\delta \approx 4$  мм и инжектор с инжекторными пластинами и  $\delta \approx 2$  мм. Для изготовления этих инжекторов использованы элементы обычной системы инжекции от малогабаритного бетатрона; рабочие напряжения инжекции по ряду при-

чки не превышали 25 кВ (номинальное проектное значение - 50 кВ). Чтобы работать при пониженном напряжении инжекции, соответственно снижали уровень ведущего поля, регулируя постоянный ток возбуждения электромагнита. Стабилизатор, питающий этот электромагнит, обеспечивает постоянство тока с погрешностью  $\pm 0,2\%$  и допускает его регулировку в широких пределах.

Импульс напряжения инжекции - колоколообразной формы, с более крутым передним фронтом. Ширина импульса на половине амплитуды достигает  $\sim 15$  мкс, однако, длительность полезной для инжекции части - плоской вершины - не превышает  $\sim 2$  мкс. Амплитуда импульса ускоряющего поля достигает  $\sim 0,3$  кВ, ширина (по основанию) -  $\sim 50$  мкс; этот импульс имеет сглаженную треугольную форму; длительность переднего фронта  $\sim 2$  мкс. Положение ускоряющего импульса во времени относительно импульса инжекции можно регулировать в широких пределах; обычно вершины этих импульсов совмещены. Для контроля амплитуды, формы и положения импульсов инжекции и ускоряющего поля использовали осциллограф. Измерялись также ток накала инжектора, ток пучка на камеру, напряжение на инжекторе и ток электромагнита ведущего поля.

Для регистрации пучка электронов при инжекции и ускорении использовали два различных датчика: 1) сцинтилляционный детектор на кристалле  $MgJ(Ta)$  с ФЭУ-60 и 2) зонд для прямого измерения тока пучка. Оба датчика установлены в прямолинейном промежутке (см. рис.1) и их можно независимо друг от друга перемещать по радиусу в пределах всей рабочей области - от орбиты инжекции до орбиты максимальной энергии. Сцинтиллятор (диаметр 10 мм, длина - 10 мм) соединён с ФЭУ, расположенным вне вакуумной камеры, посредством световода длиной 20 см (см. рис.1). Сопротивление нагрузки ФЭУ - 1 кОм, напряжение питания - 1 кВ. Зонд - это вводимая в пучок металлическая пластина, соединённая экранированным кабелем с нагрузочным сопротивлением 75 Ом, величина которого согласована с величиной входного сопротивления усилителя осциллографа. При совмещении вершин импульсов инжекции и ускорения форма импульса пучка с обоих датчиков близка к прямоугольной; длительность импульса  $\sim 2$  мкс. Чувствительность датчика с ФЭУ гораздо выше, чем у токового зонда, но сигнал ФЭУ зависит не только от числа ускоренных электронов, но и от их энергии.

#### Запуск ускорителя

С помощью ФЭУ пучок на максимальном радиусе был зарегистрирован сразу после совмещения вершин импульсов (инжекции и ускоряющего поля) и установки уровня ведущего магнитного поля, соответствующего напряжению инжекции. Магнитные измерения /2/ проводили при уровне ведущего поля, соответствующем энергии инжекции 50 кэВ (причём из всех искажений поля контролировали лишь азимутальную асимметрию  $H_z$ ), тем не менее ускоритель устойчиво работает даже тогда, когда ведущее поле уменьшено по сравнению с номинальным в несколько раз.

Использование зонда для измерения тока (по падению напряжения на активном сопротивлении) явилось не просто дополнительным средством диагностики, но позволило также сделать оценку абсолютного значения интенсивности пучка. Результаты одной из серий измерений при запуске ускорителя приведены на рис.2. Здесь показана зависимость амплитуды сигнала обоих датчиков от радиуса при работе с инфлектором ( $\delta \approx 2$  мм). Прежде всего видно, что ускоренный пучок доходит до последней орбиты (в прямолинейном промежутке радиус орбиты  $r \approx 23$  см). Рост сигнала от ФЭУ на больших радиусах при неизменной амплитуде сигнала с зонда косвенно также свидетельствует о росте энергии регистрируемых электронов. В области  $r > 13$  см пучок ускоряется практически без потерь; амплитуда тока на конечной орбите по измерениям зондом  $\sim 0,5$  мА.

В области  $r \approx 12-13$  см заметны потери ускоряемого луча. Одна из вероятных причин появления этих потерь — перекос средней магнитной поверхности ведущего поля из-за неточной установки одного из ускоряющих сердечников: благодаря близко расположенному к нему инжектору сердечник отклонился от вертикали (см. рис. 1). Косвенным подтверждением этого служит обнаруженное при экспериментах заметное изменение величины этих потерь при введении аналогичного наклона другого сердечника. Кроме того, потери удаётся несколько уменьшить, устанавливая небольшие постоянные магниты в определённое положение на один из секторов электромагнита ведущего поля. По данным магнитных измерений /2/ в указанной области радиусов рабочая точка ускорителя близка к резонансу связей  $\nu_r - \nu_z = 1$ ; этот резонанс, как известно, возбуждается первой гармоникой искажений средней плоскости и приводит к перекачке  $r$  - и  $z$  -колебаний.

#### Эффективность инжекции

Амплитуда тока инжекции ( $r \approx 9$  см) по измерениям зондом (см. рис. 2) составляет  $\sim 6,5$  мА, на радиусе  $r \approx 10$  см ток ускоренного пучка равен  $\sim 1,3$  мА. Эффективность инжекции в этом режиме можно оценить как равную  $K \approx 20\%$ .

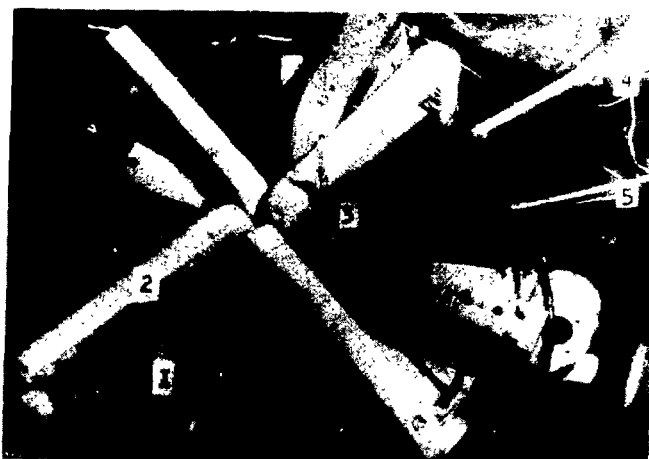
Преимущества, получаемые при использовании инжектора, продемонстрированы при измерениях, результаты которых приведены на рис. 3. В двух опытах, проводившихся с двумя различными инжекторами (с  $\delta \approx 4$  мм и  $\delta \approx 2$  мм), пучок, ускоренный до фиксированного радиуса ( $r \approx 19$  см) и при фиксированном ускоряющем напряжении, регистрировали с помощью ФЭУ. Уровень ведущего магнитного поля изменяли в довольно широких пределах. Установив некоторый уровень ведущего поля, добивались максимальной амплитуды сигнала ускоренного пучка, подбирая оптимальное напряжение инжекции. Кривая 1 — результат измерения амплитуды сигнала с ФЭУ при работе с пучком Керста ( $\delta \approx 4$  мм), кривая 2 — при работе с инжектором ( $\delta \approx 2$  мм). Кривая 3 — расчётное напряжение инжекции  $V_i$ , соответствующее отложенному на оси абсцисс току электромагнита ведущего поля. При работе с пучком Керста амплитуда сигнала ускоренного пучка резко падает при  $V_i = 12$  кВ, а инжектор с инжектором эффективно работает до  $V_i \approx 22$  кВ. Приведённая на рис. 3 кривая 4 даёт расчётную величину приращения радиуса орбиты электронов за время жизни пучка при инжекции (принятого равным пяти оборотам). Видно, что указанное значение напряжения примерно соответствует значению  $\Delta r = \delta$ .

#### Заключение

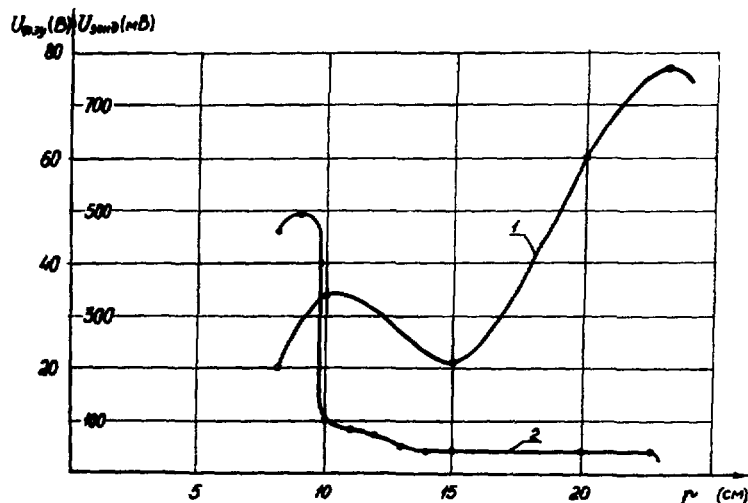
Запуск ускорителя подтвердил правильность принципов, положенных в основу разработки магнитной системы ведущего поля. На конечной орбите ускорителя зарегистрирован ток пучка с амплитудой  $\sim 0,5$  мА. При длительности импульса 2 мкс и частоте 50 Гц (которая использовалась при всех экспериментах в процессе запуска) средний ток пучка равен  $\sim 0,05$  мкА или  $\sim 3 \cdot 10^{11}$  электронов/с. После увеличения длительности инжекции и частоты повторения до проектных значений (10 мкс и 200 Гц) и устранения потерь в процессе ускорения средняя интенсивность превысит  $10^{13}$  электронов/с. Одновременно намечено проведение экспериментов по обнаружению максимума интенсивности пучка, определяемого эффектами пространственного заряда.

#### Л и т е р а т у р а

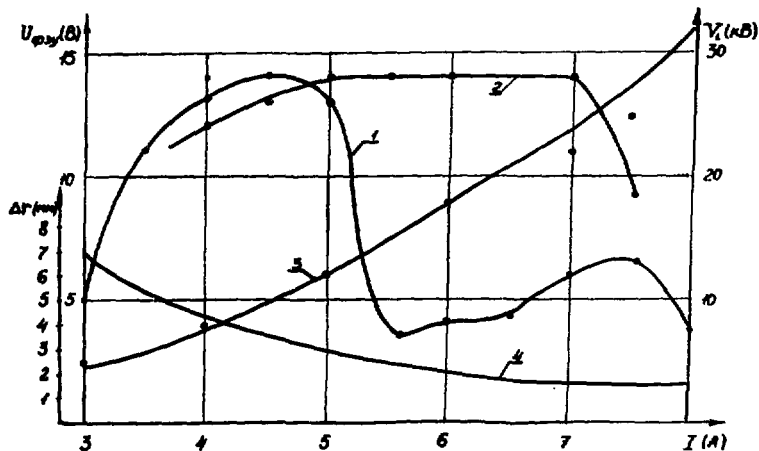
1. В.Н.Канунников, П.С.Михалёв, ИТФ, 46, 2586 (1976).
2. В.Н.Канунников, А.А.Косарев, П.С.Михалёв, А.А.Звонцов, Н.Ф.Симухин, В.Д.Чахлов. Труды У Всесоюз. совещ. по ускорителям, изд. "Наука", 2, 74 (1977).



Р и с.1. Фотография экспериментального ускорителя на 1,5 МэВ (вид сверху). 1-сектор магнитной системы ведущего поля; 2-ускоряющий сердечник; 3-инжектор; 4-датчик с ФЭУ; 5-токовый зонд.



Р и с.2. Зависимость сигнала пучка от радиуса. 1-ФЭУ; 2-токовый зонд.



Р и с.3. Сигнал ускоренного пучка, регистрируемый ФЭУ (1-с пучкой Керста; 2-с инфлектором). 3-напряжение инжекции  $V_i$ ; 4-расчетное смещение орбиты за 5 оборотов пучка ( $\Delta f$ ).

РАЗРАБОТКА, ИССЛЕДОВАНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ МИКРОТРОНОВ

В.П. Степанчук

Саратовский государственный университет

Микротрон, как один из наиболее простых и эффективных ускорителей электронов, находит все большее применение для научных исследований и практических целей. К настоящему времени во всем мире разработано и построено около сорока микротронов, работающих, в основном, в 10- и 3-сантиметровых диапазонах длин волн [1]. Подавляющее большинство микротронов построены в нашей стране и большая часть из них при участии или существенной помощи специалистов из ИФП АН СССР.

В лаборатории ускорителей Саратовского государственного университета ведутся работы по исследованию и разработке микротронов. Здесь были разработаны и построены микротроны, предназначенные для различных целей. Основные параметры разработанных микротронов приведены в таблице.

Т А Б Л И Ц А I  
Микротроны лаборатории ускорителей СВУ

№ п/п	$\lambda$ см	N (орбит)	E МэВ	P пучка Вт	Применение	Примечание
1	2	3	4	5	6	7
I.	10	12	6,5	150	Физико-технические исследования	В настоящее время демонтирован
2.	10	14	8,7	175	Медико-биологические исследования	Установлен в ЦНИРРИ г. Ленинград
3.	10	19	10,5	200	Физико-технические исследования	ВПИ г. Волгоград
4.	10	21	13,6	300	Медицинская радиология	Установлен в онкологическом диспансере, г. Энгельс
5.	10	25	23	100	Медико-биологические исследования	Проект для ЦНИРРИ, г. Ленинград
6.	10	13	3,5+9,3	300	Физико-технические исследования	-
7.	3	18	5,8	12	Физико-технические исследования	Лаборатория ускорителей НИИМФ СВУ
8.	3	35	11,5	25	Физико-технические исследования	Лаборатория ускорителей НИИМФ СВУ
9.	3	19	6,4	3	Физико-технические исследования	Малогабаритный подвижной микротрон
10.	3	15	5,0	15	Физико-технические исследования	Саратовтрансгаз
11.	3	23	7,8	1,6	Физико-технические исследования	

На первом микротроне 10-сантиметрового диапазона, построенном в лаборатории, была исследована высокочастотная система микротрона и отработаны его основные узлы и системы. На базе полученных результатов разработаны и построены микротроны для медицинских целей: на 8,7 МэВ для Центрального научно-исследовательского рентгено-радиологического института (г. Ленинград) и на 13,6 МэВ для Саратовского областного онкологического диспансера. Первый из них успешно используется для медико-биологических исследований, второй подготовлен для

использования в медицинской радиологии. Опытные данные, полученные в процессе запуска и наладки этого ускорителя, представляют значительный интерес при дальнейших разработках таких установок.

Разработанный и построенный микротрон на 10,5 МэВ для Волгоградского политехнического института в течение ряда лет успешно используется нами совместно с физиками ВПИ для физико-технических исследований. На этом микротроне также выполнен ряд работ совместно с биологами нашего университета по исследованию влияния быстрых электронов на биологические объекты. На нем же ведутся работы по изучению радиационной стойкости электровакуумных и полупроводниковых приборов, элементов схем и материалов. В настоящее время ведется работа по изучению возможности моделирования воздействия на приборы и материалы космических ионизирующих излучений и проникающей радиации атомных реакторов с помощью микротрона.

Исследования высокочастотной системы микротрона, проведенные у нас в лаборатории, позволили создать эффективную надежную систему питания ускоряющего резонатора без применения ферритовой развязки. Кроме того, полученные результаты явились основой для разработки СВЧ-системы микротрона на базе платинотрона [1]. Использование на микротроне платинотронов с мощностью в импульсе 1,5+2 МВт и средней мощностью 15+20 кВт позволит примерно на порядок увеличить ток ускоренных электронов.

В 1967 году нами были начаты работы по разработке и исследованию микротрона, работающего в 3-сантиметровом диапазоне волн. Было показано, что с существующими источниками СВЧ-колебаний 3-сантиметрового диапазона (магнетрон МИ-84) можно создать малогабаритный, эффективный ускоритель. Здесь особенно проявилось положительное отличие микротрона от других резонансных ускорителей при небольшой мощности СВЧ-колебаний достижение значительных энергий ускоренных электронов. Так, на первом же микротроне 3-сантиметрового диапазона с 18 орбитами была получена энергия 5,8 МэВ с магнетроном мощностью 240 кВт в импульсе [2]. На втором микротроне на 35 орбит с тем же магнетроном были получены электроны с энергией 11,5 МэВ. Следует отметить, что для создания этих ускорителей нам пришлось провести поиск и рассчитать новые режимы ускорения с малым приростом энергии за оборот ( $\Omega = 0,58+0,6$ ) [3], так как для осуществления известных режимов с  $\Omega$ , близким к единице [4], недостаточно мощности магнетрона, использованного нами. На этих 2-х ускорителях были отработаны рассчитанные режимы и изучена динамика электронов в микротроне с большим числом орбит.

При настройке всех микротронов, разработанных в лаборатории, использовался метод регистрации орбит с помощью щелочно-галогидных соединений [5].

В заключение следует отметить, что наряду с работами по улучшению параметров существующих микротронов и разработкой новых установок для прикладных целей, перспективными являются исследования микротронов 3-сантиметрового диапазона и разработка СВЧ-системы питания микротрона на базе платинотрона.

#### Л и т е р а т у р а

1. Владимиров Н.В. и др. Исследование работы амплитрона в схеме питания микротрона "Разработка и практическое применение электронных ускорителей" Материалы Всесоюзной конференции, стр.93. Томск, 1975.
2. Поляков В.И. и др. Малогабаритный микротрон. ЖТФ. вып.8, т.41, стр.1667-1671. 1971.

3. Родионов Ф.В., Степанчук В.П. Об одном режиме ускорения в микротроне, ЖТФ, вып.5, т.41, стр.999-1001, 1971.
4. Капица С.П., Мелехин В.Н. Микротрон, Изд."Наука", 1969.
5. Бук А.П. и др. Регистрация электронных орбит в микротроне при помощи Ц.Т.С. ПТЭ, № 5, 1968.

## ТРАНСПОРТАБЕЛЬНЫЙ МИКРОТРОН ДЛЯ ДЕФЕКТΟΣКОПИИ

А. Ю. Балаев, В. И. Голубев, В. П. Степанчук  
Саратовский государственный университет

В настоящее время в качестве источников различных видов излучения для целей радиационной дефектоскопии все большее применение находят ускорители электронов. Они позволяют получать как тормозное излучение, так и электроны и нейтроны.

Существует ряд задач, в которых необходимо иметь источники излучения небольшой массы и габаритов, например, дефектоскопия сварных швов стальных труб в полевых условиях. Этим целям может удовлетворить микротрон с СВЧ-генератором 3-сантиметрового диапазона, разрабатываемый в НИИМФ при СГУ [1-3].

Нами был рассчитан, сконструирован и изготовлен лабораторный макет установки для целей дефектоскопии на базе 3-сантиметрового микротрона со следующими параметрами: максимальная энергия ускоренных электронов - 5 МэВ, средний ток ускоренных электронов на последней орбите - до 3 мкА, мощность экспозиционной дозы тормозного пучка на расстоянии 1 м от вольфрамовой мишени толщиной 0,3 рад. длины - 15 Р/с, размер электронного пятна на мишени  $(1,5 \times 1,5) \cdot 10^{-3}$  м, потребляемая мощность от сети 50 Гц, 220 В - 1,5±2 кВт, общая масса установки < 300 кг. Для удобства эксплуатации установка выполнена в виде четырех блоков: излучающего блока, блока охлаждения, пульта и блока модулятора с тиристорным преобразователем.

Излучающий блок содержит: электромагнит, вакуумную камеру, "стыковочный узел", малый высоковакуумный насос, СВЧ-развязку, СВЧ-генератор, устройство для перестройки СВЧ-генератора и вентилятор для охлаждения магнита и СВЧ-генератора.

Излучающий блок выполнен таким образом, что его можно перемещать на расстояние 5±10 м от блока модулятора. Это расстояние определяется длиной высоковольтного кабеля, связывающего излучающий блок с модулятором.

К излучающему блоку предъявляется требование минимальности его массы, так как эта часть установки должна быть наиболее удобной в эксплуатации. Поэтому все элементы, входящие в него, рассматривались прежде всего с этой точки зрения. В первую очередь, это относится к электромагниту, так как на его долю приходится основная часть массы излучающего блока.

Электромагнит нашего микротрона состоит из двух частей, симметричных относительно плоскости электронных орбит, и в поперечном сечении имеет форму Н-волновода. Электромагнит рассчитывался на режим ускорения с  $\Omega = 0,6 [1]$ . Для ускорения электронов до энергии 5 МэВ в этом режиме число орбит равно 15. При конструировании элементов магнита мы стремились получить однородность поля не хуже  $1/N^2$ , где  $N$  - число орбит микротрона. Если считать, что полюса магнита параллельны, то неоднородность поля в межполюсном зазоре определяется магнитным сопротивлением полюсов и рассеянием с краев.

Исходя из требуемой однородности поля по радиусу, выбиралась толщина полюсов. В качестве материала для магнитопровода и полюсов выбрана сталь 10.

Для компенсации рассеяния и увеличения области однородного поля нами использованы кольцевые краевые шиммы [4] высотой  $10^{-3}$  м и радиальным размером  $5 \cdot 10^{-3}$  м.



В результате неоднородность поля на общем диаметре орбит составила 0,25% на расстоянии 0,8 межполюсного зазора от края магнита по отношению к полю в его центре. Величина межполюсного зазора выбрана  $3,2 \cdot 10^{-2}$  м. Диаметр полюсов равен  $21 \cdot 10^{-2}$  м. Размер обмотки возбуждения рассчитывался исходя из минимума массы магнита. В качестве материала обмотки выбран медный провод марки ЛЭВ-2 диаметром  $0,77 \cdot 10^{-3}$  м. Каждая из двух секций обмотки содержит по 2500 витков. Эти секции электрически соединены последовательно и имеют сопротивление постоянному току 150 Ом. Обмотка бескаркасная. Электрические параметры ее таковы, что при запитывании от сети 220 В нет необходимости использовать трансформатор в источнике питания магнита. Большая индуктивность обмотки позволяет также значительно уменьшить величину емкостного фильтра. Все эти меры дают возможность снизить суммарную массу магнита и источника питания. В процессе запуска ускорителя выяснилось, что медианная плоскость магнита несколько искажена. Для коррекции медианной плоскости была использована схема, описанная в работе [6].

Обычно микротроны работают при постоянной откачке. Однако для коротковолнового ускорителя масса откачных устройств становится примерно равной массе излучающего блока, поэтому, чтобы иметь установку с малой массой излучающего блока, необходимо отказаться от мощных откачных устройств. Для этого нужно, чтобы вакуумная камера обеспечивала достаточно малую скорость натекания газа и давала возможность использовать малые высоковакуумные насосы с производительностью  $1-5$  л/с.

Вакуумная камера в нашем микротроне состоит из двух симметричных цельных частей цилиндрической формы, сваренных между собой аргоно-дуговой сваркой. Материалом служит медь МБ. В боковую стенку вакуумной камеры впаины: керамический проходной изолятор для постоянной тормозной мишени; медный штенгель и медный прямоугольный патрубок с фланцем из стали Х18Н10Т, через который вводится резонаторный блок. Все эти элементы паяны припоем ПСР-72 в водородной печи. Уплотнение осуществляется с помощью высоковакуумного разборного фланцевого соединения канавочно-клинового типа. Уплотнителем служат медные кольцевые прокладки толщиной  $0,2+0,3 \cdot 10^{-3}$  м. Наружный диаметр вакуумной камеры равен внутреннему диаметру шпимм на полюсах магнита, а ее вертикальный размер - межполюсному зазору. Таким образом, вакуумная камера после сборки магнита оказывается механически закрепленной в нем и дополнительного крепления не требует. Камера описанной конструкции, как показал эксперимент, имеет натекание  $\approx 4 \cdot 10^{-6}$  л. тор/с.

С целью уменьшения массы излучающего блока и обеспечения возможности реставрации камеры нами была выбрана двухступенчатая система откачки. Для этого был изготовлен "стыковочный узел" на основе высоковакуумного вентиля. Узел имеет три канала, к которым подключается вакуумная камера, откачной пост и малый высоковакуумный насос. Предварительная откачка и обезгаживание вакуумной камеры и резонаторного блока производится на вакуумном посту, а во время работы ускорителя давление поддерживается малым насосом. При этом он выполняет и функцию датчика давления. Эксперименты показали, что для нашей вакуумной камеры достаточно насос с производительностью  $\approx 2,5$  л/с.

Ускорение электронов происходит в цилиндрическом резонаторе, описанном в работах [1, 2], который вместе с линейным волноводом, вакуумным керамическим СВЧ-окном и стальным фланцем образует резонаторный блок. Все его элементы паяны ПСР-72 в водороде. Катод - прямокальный, изготовлен из тантала толщиной  $0,3 \cdot 10^{-3}$  м и имеет размер эмиттирующей поверхности  $0,7 \times 0,7 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>.

Срок службы такого катода 20-30 часов. КСВН блока на холодных измерениях равен 2,4. Внешний вид электромагнита, вакуумной камеры, "стыковочного узла" и резонаторного блока показан на рис. 1 и 2.

В качестве СВЧ-генератора нами выбран стандартный перестраиваемый магнетрон, развивающий мощность на согласованную нагрузку 250 кВт. От генератора к резонаторному блоку СВЧ-мощность поступает через ферритовый циркулятор с развязкой 20 дБ. В циркуляторе создается избыточное давление  $10^5$  Па. Во время работы в полевых условиях при повышенной температуре окружающей среды  $\sim 50^\circ\text{C}$  мощности используемого нами магнетрона для осуществления режима с  $Q = 0,6$  не хватает. Поэтому для этой цели нами была разработана замкнутая система охлаждения с использованием термобатарей типа "Селен" в количестве 32 штук. Холодопроизводительность всей системы составила 340 Вт. Температура воды на выходе из теплообменника при этом была ниже температуры окружающего воздуха на  $10^\circ\text{C}$ . Внешний вид блока охлаждения показан на рис. 3.

Для питания СВЧ-генератора использован модулятор с частичным разрядом накопительной емкости, который формирует высоковольтные импульсы длительностью 1 мкс и частотой 1000 Гц. Модулятор запитывается от преобразователя напряжения на 1000 Гц, разработанного в лаборатории ускорителей НИИЯФ СГУ.

Установка управляется с пульта, который может находиться от излучающего блока на расстоянии 25 м.

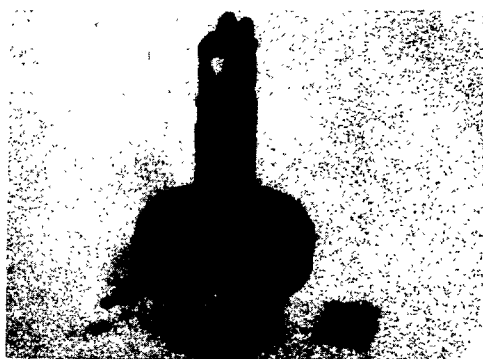
В результате запуска был получен ускоренный ток 3 мкА. На установке проводилось просвечивание тормозным пучком стальных цилиндров диаметром 0,1 м и длиной 0,1 и 0,18 м, оси которых были параллельны пучку, а фокусное расстояние составляло 1 м. Дефекты имитировались проволочным эталоном чувствительности радиографического контроля № 4 ГОСТ 7512-75. Время экспозиции при падающей мощности экспозиционной дозы 5 Р/мин. для первого цилиндра составило 5 мин., а для второго - 20 мин. В качестве регистрирующего элемента использовалась пленка РТ-1. Максимальная чувствительность, полученная в результате эксперимента, составила 1,0 %.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

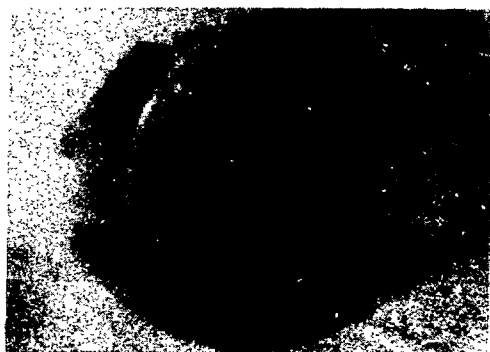
1. Родионов Ф.В., Степанчук В.П. Об одном режиме ускорения в микротроне. "Журнал технической физики", том 41, стр.999-1001, 1971.
2. Поляков В.И., Родионов Ф.В., Степанчук В.П. Малогабаритный микротрон. "Журнал технической физики", том 41, стр.1667-1671, 1971.
3. Голубев В.И., Поляков В.И., Родионов Ф.В., Степанчук В.П. Переносной микротрон 3-сантиметрового диапазона. Материалы Всесоюзной конференции "Разработка и практическое применение электронных ускорителей", стр. 94-95, изд. Томского университета, 1975.
4. Rose M.E. Magnetic Field Correction in the Cyclotron. *Phys. Rev.*, 1938, Vol.53, p.715-719.
5. Капица С.П., Мелехин В.Н. Микротрон. М.: Наука, 1969.



Р и с . 1. Внешний вид электромагнита, вакуумной камеры и "стыковочного узла".



Р и с . 2. Резонаторный блок.



Р и с . 3. Внешний вид блока охлаждения.

## ПРОЕКТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ РАДИОИЗОТОПНОГО ЦИКЛОТРОНА РИЦ

П.В.Богданов, Ю.П.Вахрушин, М.Ф.Ворогушин, А.Н.Галаев, А.В.Гальчук,  
В.А.Глухих, О.А.Гусев, М.С.Давыдов, В.В.Иванов, Б.Г.Карасев,  
И.Ф.Малышев, В.Г.Мудролюбов, Ю.А.Мясников, А.В.Степанов, Ю.И.Стогов,  
А.А.Соламес, М.М.Суворов, Г.Ф.Чураков

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры  
им. Д.В.Ефремова, Ленинград

Н.Н.Краснов, А.А.Огнев

Физико-энергетический институт, Обнинск

### Введение

В НИИЭФА им.Ефремова ведётся проектирование циклотрона РИЦ, предназначенного для ускорения протонов до энергии 25 МэВ при интенсивности пучка 1000-1500 мкА на внутренней и 200 мкА-на внешней мишенях.

Выбор параметров циклотрона продиктован его специализированным прикладным применением для производства нейтрондефицитных радионуклидов типа кобальт-57, галлий-67, кадмий-109 и др. в полупромышленных масштабах.

### Описание ускорителя

РИЦ представляет собой изохронный секторно-фокусирующий циклотрон с фиксированной частотой ускоряющего напряжения на дуанте. Радиусом установки мишени внутренняя энергия пучка протонов может варьироваться от 20 до 25 МэВ. На внешней мишени энергия протонов составляет 25 МэВ.

Общий вид ускорителя показан на рис.1. В таблице приведены параметры его основных узлов.

### Т а б л и ц а

Параметры электромагнита и в/ч системы циклотрона РИЦ	
Диаметр полюсов, см	150
Зазоры электромагнита ("холм"/"долина"), см	14/24
Спиральность поля на $R_k$ , град	40
Периодичность поля	4
Число концентрических обмоток	4
Число групп гармонических обмоток	2
Среднее магнитное поле на $R_k$ , Т	1,1
Мощность питания электромагнита, кВт	50
Габариты электромагнита, см	$\varnothing 310 \times 190$
Число и угловая протяжённость дуантов, град.	1 x 180
Апертура дуанта, см	5
Амплитуда ускоряющего напряжения, кВ	50
Рабочая частота, МГц	16,5 $\pm$ 0,5
Выходная мощность в/ч генератора, кВт	50

Электромагнит циклотрона "бронированного" типа. Для удобства обслуживания и ремонта ускорителя предусмотрен гидродоём верхней балки. Вакуумный разём проходит по периметру шайбы верхней обмотки, которая одновременно является крышкой камеры. "Броневая" конструкция электромагнита снижает фон остаточной радиоактивности в бункере циклотрона, улучшает конструкцию вакуумной камеры и общую компоновку машины.

Источник ионов с накаливаемым катодом вводится в камеру аксиально, через верхнюю балку магнита. Предусматривается раздельное вливание нити и всего источника в целом при его обслуживании или ремонте.

Система выпуска содержит электростатический дефлектор с угловой протяжённостью  $40^\circ$  и радиально-фокусирующий магнитный канал. Формирование пучка на внешней мишени в ионопроводе производится парой квадрупольных линз и корректором положения.

Высокочастотная система состоит из четвертьволновой резонансной линии, генератора и устройств автоматического регулирования. Оконечный каскад В.Ч. генератора устанавливается непосредственно на резонаторе, который является его контуром. Предварительные каскады размещены в отдельной стойке. Устройства авторегулирования состоят из системы подстройки частоты резонансной линии при помощи специального триммера и системы стабилизации амплитуды ускоряющего напряжения.

Предусмотрены три пробника, с помощью которых можно определить амплитуду радиальных и вертикальных колебаний пучка, а также центрирование орбит в процессе ускорения.

#### Некоторые особенности циклотрона

Основной особенностью циклотрона РИЦ является возможность ускорения на нём больших ионных токов, что необходимо для повышения выхода радионуклидной продукции. Поэтому в процессе проектирования ускорителя предусматриваются меры, обеспечивающие как получение, так и использование пучка большой мощности на мишенях.

Так, при облучении внутренней или внешней мишеней на циклотроне предполагается реализация принципиально разных режимов ускорения. При работе с пучком максимальной мощности (до 30 кВт) на внутреннюю мишень предполагается введение режима ускорения "нецентрированных" орбит и увеличение вертикального размера пучка на мишени до 4 см. Режим ускорения "нецентрированных" орбит заключается в искусственном возбуждении радиальных когерентных колебаний на резонансе  $\nu_r = 1$  в центре машины при помощи гармонических обмоток. В качестве дополнительной меры, ухудшающей качество пучка, рассматривается введение неизохронного режима, способствующего трансформации когерентных колебаний в некогерентные. Такой режим реализуется установкой расчётных токов в концентрических обмотках. Совместно с наклоном облучаемой поверхности к осевой траектории это даст возможность довести сечение пучка на мишени до  $40-50 \text{ см}^2$ , что должно существенно улучшить её тепловой режим.

При работе на внешней мишени основная проблема заключается в выпуске пучка с эффективностью, составляющей не менее 70-80%. Необходимой предпосылкой столь высокоэффективного выпуска является получение пучка с эмиттансом, не превышающим 10-15 мм мрад в радиальной и вертикальной плоскостях. Расчёты, проведённые применительно к 103-см циклотрону [1], показывают, что система, содержащая короткий электростатический дефлектор и радиально-фокусирующий магнитный канал, может обеспечить указанную эффективность выпуска.

При этом для разделения орбит вблизи септума используется метод прецессии центров в области спадающего магнитного поля после прохождения краевого резонанса радиальных колебаний  $\gamma_r = 1$ . Поэтому в настоящее время для циклотрона РИЦ предполагается использование именно такой системы выпуска. Что касается получения пучка высокого качества, то проектом предусматриваются все известные меры: тщательное центрирование, ограничение некогерентной радиальной амплитуды путём фазовой селекции с помощью коллиматора, исключение "резонанса пересечения зазора" путём выбора четырёхпериодичной магнитной структуры и поддержание строгого изохронизма в процессе ускорения. Низкая рабочая индукция облегчает техническую реализацию перечисленных требований.

#### Заключение

Конструктивное исполнение циклотрона основано на модульном принципе. Под понятием "модуль" понимается отдельный узел, который может быть испытан отдельно от циклотрона. Основными модулями циклотрона РИЦ являются: электромагнит с вакуумной камерой, резонансная система, В.Ч.-генератор, стойки питания и др. В принципе, путём замены одного или двух модулей циклотрон РИЦ может быть модифицирован и переведён в режим ускорения других ионов до фиксированной или регулируемой конечной энергии. Например, путём замены секторов и резонансной системы дейтроны могут быть ускорены на циклотроне до энергии 20 МэВ (ионы  $\text{He}^{+2}_4$  - до 40 МэВ). Существующая обмотка электромагнита и система её питания позволяют получить среднее магнитное поле на конечном радиусе, соответствующее указанной энергии.

В заключение следует отметить, что управление циклотроном предполагается осуществлять с помощью небольшой ЭВМ, главная цель применения которой состоит в увеличении ресурса полезного времени, в том числе за счёт работы ускорителя без оператора, например, ночью или в выходные дни.

#### Л и т е р а т у р а

1. Параметры пучка 103-см компактного циклотрона. В кн.: Труды 5 Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 5-7 окт. 1976 г.) М., "Наука", 1978 г., Т. I, с. 174. Авт.: Богданов П. В., Гальчук А. В., Давыдов М. С., Крымов Е. Б., Павлов Г. М., Степанов А. В., Стогов В. И.

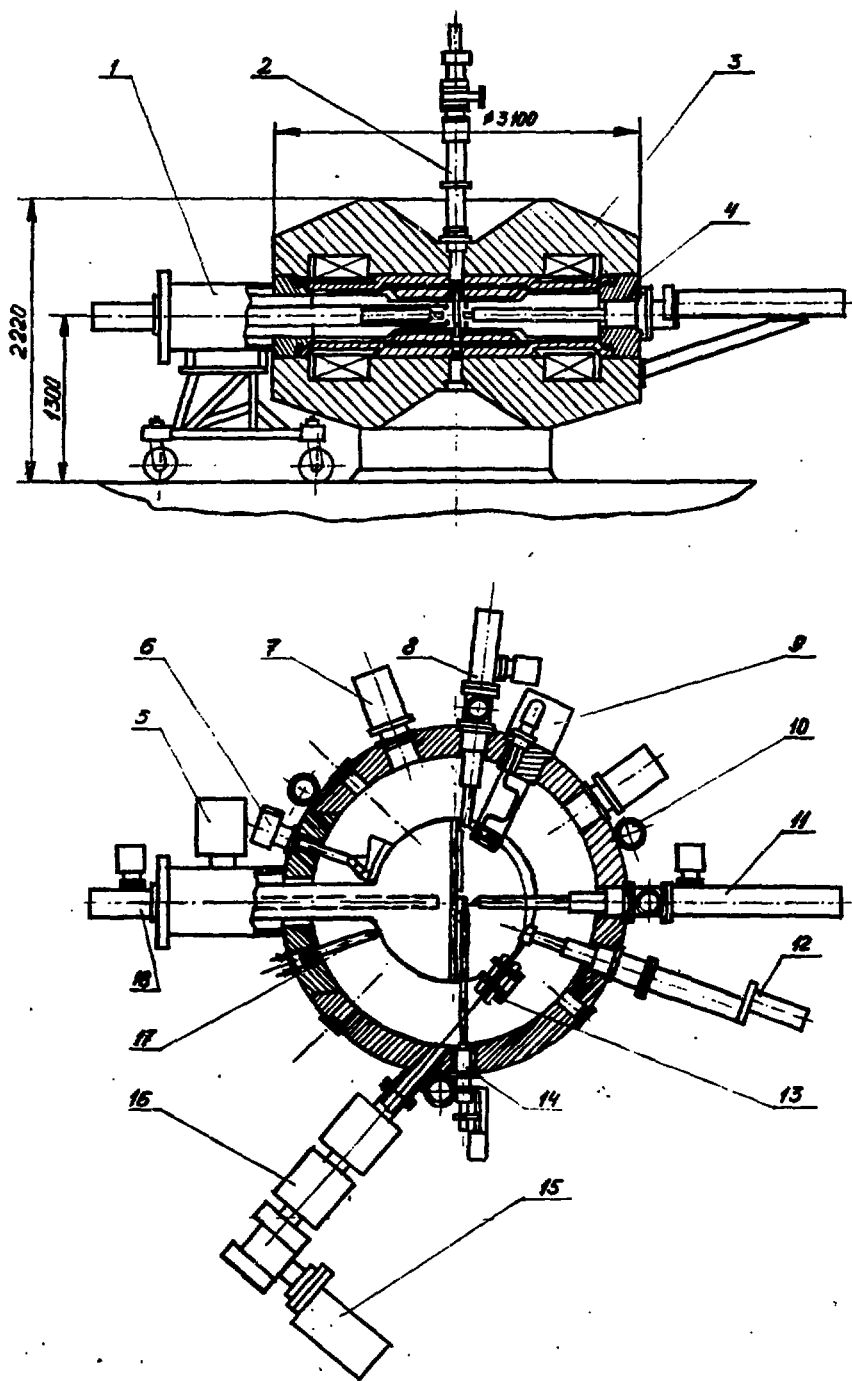


Рис. 1. Общий вид циклотрона. 1 - резонансная система, 2 - ионный источник, 3 - электромагнит, 4 - вакуумная камера, 5 - оконечный каскад генератора высокой частоты, 6 - триммер АПЧ, 7 - вакуумный насос, 8 - пробник дефлекторный, 9 - дефлектор, 10 - цилиндр гидropодъемника, 11 - пробник основной, 12 - внутренняя мишень, 13 - магнитный канал, 14 - коллиматор, 15 - внешняя мишень, 16 - линза, 17 - измеритель дуантного напряжения, 18 - дуантный пробник.

КОМПЛЕКСНОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ УСКОРИТЕЛЕЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ  
ДЛЯ АНАЛИЗА СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАТЕРИАЛОВ

А.Н.Диденко, Б.И.Кузнецов, Л.М.Севржкова, Г.И.Тронов,  
А.Л.Кипилов, А.А.Ятис, В.М.Заводчиков

НИИ ядерной физики при Томском политехническом институте

В последние годы ядерно-физические методы анализа элементного состава вещества стали мощным инструментом исследования при решении целого ряда технологических задач. В настоящей работе приводятся некоторые результаты применения ядерно-физических методов анализа, реализуемых на ускорителях института (циклотроне, электростатическом генераторе, электронном синхротроне и бетатроне) для отработки технологии сверхпроводящих СВЧ-систем и получения чистых сверхпроводящих материалов.

С помощью ускорителей заряженных частиц могут быть реализованы многие из существующих ядерно-физических методов элементного анализа. О возможностях применения ускорителей заряженных частиц для аналитических целей нами сообщалось ранее / 1 /. В процессе изготовления сверхпроводящих ускоряющих систем для анализа сверхпроводящих материалов и сплавов были использованы методы активационного анализа на заряженных частицах, кулоновское и резонансное рассеяние заряженных частиц на большие углы, рентгенофлуоресцентный анализ и др. При этом для получения полной информации о поведении примесей элементов на поверхности сверхпроводящих структур наряду с ядерно-физическими методами использовались атомные методы анализа, такие как вторичная ионная масс-спектрометрия, Оже-спектроскопия, исследования спектров отражения от поверхности ниобия и его окислов методами вакуумной ультрафиолетовой спектроскопии, электронная микроскопия. Кроме того, содержание микропримесей тяжелых элементов, таких как тантал, вольфрам и др. в объеме сверхпроводника определялось методами нейтронно-активационного анализа.

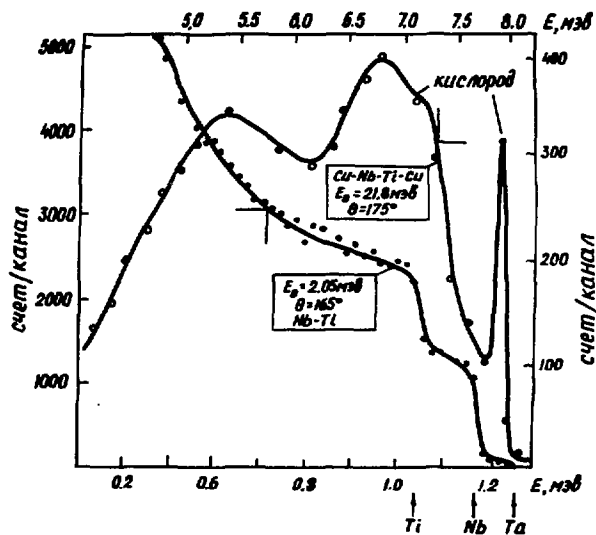
С помощью активационного анализа на заряженных частицах определялось содержание примесей лёгких элементов по длине слитков ниобия, а также выполнялся послойный анализ содержания  $C, N, O$  в приповерхностных слоях на глубинах до 100-150 микрон. Исследования выполнялись на циклотроне с регулируемой энергией ускоренных частиц с помощью протонов, дейтронов, ионов гелия-3 и гелия-4. При этом для анализа лёгких элементов использовались следующие ядерные реакции  $^{12}C(\alpha, n)^{15}N, ^{14}N(\alpha, \alpha)^{14}C, ^{16}O(^3He, p)^{16}F, ^{16}O(d, n)^{17}F, ^{14}N(\alpha, n)^{17}F$ . Энергии ускоренных частиц, выбранные из оптимальных условий анализа, составляли для протонов - 8 МэВ, для дейтронов - 7,5 МэВ, ионов гелия-3 - 8 МэВ. для того, чтобы избавиться от влияния активности матрицы на результаты анализа были разработаны методики радиохимического выделения изотопов  $^{12}C, ^{13}N, ^{17}F, ^{18}F$ . Применение методов радиохимического выделения позволяет существенно повысить чувствительность анализа и достичь предела обнаружения микропримесей лёгких элементов, близкого к его теоретическому значению  $10^{-6}-10^{-8}\%$ .

В результате хранения сверхпроводящих ускоряющих систем происходит деградация их рабочей поверхности вследствие диффузии и адсорбции газовых примесей из атмосферы. для защиты поверхностей сверхпроводящих СВЧ-систем обычно использовалась технология нанесения защитных покрытий на рабочую поверхность сверхпроводника / 2 /. Решить эту задачу позволили методы резонансного упругого рас-



сеяния ионов гелия-4 и обратного кулоновского рассеяния / 3 /. Анализы поверхностей сверхпроводников с помощью резонансного обратного рассеяния альфа-частиц с энергией 18-22 МэВ выполнялись на циклотроне института. Достоинство этого метода заключается в том, что он позволяет определить распределение содержания примесей за защитным покрытием без его разрушения. Результаты одного из экспериментов, полученного при анализе сплава Nb-Ti, показаны на рис.1.

Рис.1.  
Энергетический спектр альфа-частиц, рассеянных на большие углы от поверхности сплава Nb-Ti (в одном случае на поверхность сплава нанесено защитное покрытие из меди).



Пик справа на спектре кислорода соответствует окисной плёнке меди и определяет степень загрязнения поверхности. Остальная часть спектра отражает распределение кислорода в поверхностных слоях сплава. Чувствительность определения кислорода составляет  $\sim 10^{-3}\%$ .

Полученные концентрационные кривые можно связать с технологией изготовления и свойствами сверхпроводника. В частности, при отработке технологии получения защитных покрытий методом рассеяния альфа-частиц на большие углы позволил определить оптимальные условия образования наиболее плотных защитных плёнок с высокими электрофизическими параметрами.

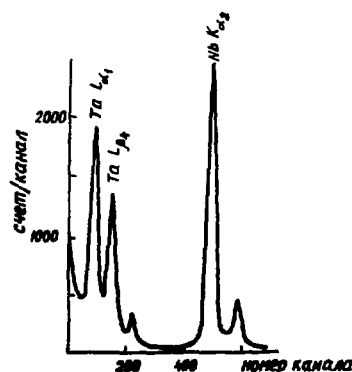
Методом обратного кулоновского рассеяния определялись толщина окисного покрытия, фазовый состав, а также наличие примесей тяжелых элементов на уровне десятых или сотых долей процента. Для анализа использовался электростатический генератор, при этом энергия ускоренных альфа-частиц выбиралась в диапазоне 0,5-2 МэВ в зависимости от требуемой толщины анализируемого слоя. Один из результатов для сплава Nb-Ti показан на рис.1. В этом эксперименте изучался стехиометрический состав сплава. Данные, приведённые на указанном рисунке, и, в частности, амплитуды титанового и ниобиевого частей спектра позволили оценить состав образца с содержанием Nb - 44% и титана - 54%. Примесь тантала в данном образце, согласно приведенному спектру, содержится на уровне 0,08%.

Недостатком метода кулоновского рассеяния ионов  $^4\text{He}$  является плохое разрешение по массам в области  $Z \geq 30$ . Поэтому для более точной идентификации примесей тяжелых элементов, а также для получения более высокой чувствительности элементопределения, содержание микропримесей тяжелых элементов в поверхностных слоях определялось с помощью рентгенофлуоресцентного анализа. Эти работы проводились также на электростатическом генераторе института. Идея мето-

да заключается в том, что исследуемая поверхность зондируется ускоренными протонами или альфа-частицами и регистрируется рентгеновское излучение, возникающее в результате возбуждения  $K$ - и  $L$ -оболочек атомов поверхности исследуемого образца. Использование тяжелых частиц для ионно-индуцированного флуоресцентного анализа позволяет получить лучшее соотношение сигнал-фон по сравнению с рентгенофлуоресцентным анализом на фотонах и электронах. В проведенных исследованиях в большинстве случаев рентгеновское излучение возбуждалось альфа-частицами с энергией 1,0 МэВ. Сочетание низкой энергии бомбардирующих частиц, высокой тормозной способности, выбор оптимальной геометрии эксперимента, при которой альфа-частицы падали на мишень под углами, близкими к углу скольжения ( $\sim 75\%$ ), позволили анализировать элементный состав поверхностной окисной пленки образца. Рентгеновские кванты регистрировались поверхностно-барьерным полупроводниковым  $Si(Li)$ -детектором с энергетическим разрешением около 280 эВ. Идентификация атомов тантала в амплитудных спектрах производилась по возбуждению линии  $L$ -серии ( $L_{\alpha 1}$  8145 эВ). На рис.2 показан характерный участок амплитудного спектра рентгеновских квантов для атомов тантала и ниобия.

Рис.2.

Спектр рентгеновских квантов для анодированного ниобия, зарегистрированный при облучении образца альфа-частицами с энергией 1 МэВ.



Метод обратного кулоновского рассеяния и рентгенофлуоресцентный анализ позволили разработать технологию очистки поверхностного слоя ниобия от микропримесей тантала. С помощью созданной технологии при содержании тантала в исходном образце на уровне нескольких долей процента было получено снижение концентрации этой примеси в поверхностном слое ниобия толщиной около 6 микрон в 8 раз. Почти десятикратная очистка поверхностного слоя ниобиевых 10-см резонаторов позволила повысить добротность от  $2 \cdot 10^7$  до  $1,6 \cdot 10^8$  при температуре 2°К и увеличить пиковое электрическое поле от 12 до 25-30 МВ/м.

Нужно отметить, что наибольшая эффективность применения ядерно-физических методов с помощью ускорителей заряженных частиц достигается при их сочетании с атомными методами анализа. Например, в проведенной работе по технологии сверхпроводящих СВЧ-структур с высокой добротностью динамика миграции примесей углерода в процессе отжига изучалась в вакуумной камере Оже-спектрометра. Были определены оптимальная скорость подъема температуры отжига, время экспозиции и режим охлаждения. В то же время профиль распределения концентрации примесей, её интегральное содержание определялись вышеуказанными ядерно-физическими методами. Кроме того, ядерно-физические методы анализе на заряженных частицах, позволяющие определять абсолютное значение концентрации примесей, использовались для калибровки данных атомных методов анализа.

дальнейшее совершенствование технологии получения высококачественных сверхпроводящих СВЧ-структур, вопросы получения чистых сверхпроводников, исследование влияния микропримесей на радиационные свойства сверхпроводников, изучение свойств интерметаллических соединений - все эти и другие вопросы требуют дальнейшего развития ядерно-физических методов анализа на ускорителях заряженных частиц. Особое место среди этого круга аналитических задач, которые можно решать с помощью методов анализа на заряженных частицах, занимают вопросы исследования микроструктуры сверхпроводящих материалов и сплавов. Определенная информация об элементной структуре материалов может быть получена методами активационного анализа, методом вторичной ионной масс-спектрометрии, а также с помощью ионного микрозонда на основе электростатического генератора, который сооружен в настоящее время.

#### Л и т е р а т у р а

1. А.н.Диденко и др. Труды X-й международной конференции по ускорителям заряженных частиц высокой энергии. Серпухов, 1977, стр.223-233.
2. А.н.Диденко и др. Труды XI Совещания по использованию новых методов для решения научно-технических и прикладных задач, Дубна, 1976, стр.165.
3. В.В.Зехаров и др. Сб.Сверхпроводники и их использование в ускорительной технике. М.,Атомиздат,1975, № 5, с.19-24.

## К ВОПРОСУ О НАДЕЖНОСТИ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ДЛЯ ПРОМЫШЛЕННОГО ПРИМЕНЕНИЯ

Б.И. Альбертинский, М.П. Свиньин, С.Г. Цепакин

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры  
им. Д.В. Ефремова, Ленинград

Серийный выпуск ускорителей для промышленно-технологических циклов в отличие от создания единичных установок для проведения различных исследований перенес акцент с требования получения предельных значений основных параметров на обеспечение высокой надежности при разумной стоимости оборудования. Только возможность установки достаточно длительное время выдерживать без отказов рабочие режимы делает экономически целесообразным использование ускорителей в производственных, как правило, непрерывных процессах.

С точки зрения надежности серийно или мелкосерийно выпускаемые высоковольтные ускорители ничем не отличаются от любых других серийных изделий, например, высоковольтного электроэнергетического оборудования, и к ним применима общая теория надежности [1].

Изучение условий применения ускорителей в промышленных условиях позволяет сделать вывод о том, что на современном уровне использования ускорителей в народном хозяйстве технические требования на ускоритель должны обязательно содержать два показателя надежности:  $T$  - наработку на отказ и  $K_{TM}$  - величину коэффициента технического использования ускорителя. Все показатели надежности являются вероятностными, поэтому гарантировать работу ускорителя без отказа в течение определенного, как правило, 120-часового недельного производственного цикла, можно лишь с некоторой вероятностью  $P(t)$  безотказной работы.

Проиллюстрировать взаимосвязь и значимость этих показателей можно на следующем примере. При экспоненциальном законе распределения отказов во времени при  $P(t) = 0,8$   $T = 545$  ч; при  $P(t) = 0,95$  должно быть  $T = 2400$  ч. Такое увеличение  $T$  может быть достигнуто резервированием, что существенно удорожает изделие. Максимально возможный  $K_{TM}$  при заданном 120-часовом недельном цикле работы в течение года равен 0,71. Но так как 120 часов работы в неделю обеспечиваются с некоторой вероятностью, то соответственно и  $K_{TM}$  фактически оказывается ниже. Так, при  $P(t) = 0,8$   $K_{TM} = 0,57$ , что гарантирует работоспособное состояние ускорителя в течение 5000 ч в год.

Данные для определения показателей надежности получают в процессе эксплуатации изделия, или в ходе специальных ресурсных испытаний изделия в целом, и их получение связано со значительными материальными затратами. Поэтому нами была разработана и разослана эксплуатирующим наши ускорители организациям таблица сбора данных по отказам как всего ускорителя в целом, так и его отдельных систем, с учетом особенностей режимов работы и условий эксплуатации. К настоящему времени такие таблицы с данными за период примерно двухгодичной эксплуатации получены и обработаны нами по 4 ускорителям типа "Электрон" и ускорителю "Аврора-2".

Рассмотрим статистические данные, характеризующие работу опытного ускорителя "Электрон-3" [2]. Номинальные параметры на ускорителе после монтажа

и наладки получены 26 июля 1974 года. Время дальнейшей эксплуатации ускорителя можно разделить на два периода. Первый – с момента запуска примерно до середины 1977 года – это период различных исследований и отработки технологии, освоения ускорителя обслуживающим персоналом, приработки оборудования. За это время ускоритель проработал с пучком 910 часов.

Второй период с середины 1977 года по 30 июня 1978 года – это период практически промышленной эксплуатации, когда ускоритель начал работать на выпуск промышленной продукции. За этот период ускоритель проработал с пучком 2617 часов. Средняя наработка на отказ основных узлов ускорителя при этом характеризуется данными, приведенными в табл. 1. Эти данные требуют некоторых пояснений.

Т а б л и ц а 1  
Наработка на отказ узлов ускорителя "Электрон"

Наименование узла	Т, ч	
	I период	2 период
Высоковольтный генератор	152	875
Катод (вольфрамовый)	227	328
Выпускное окно	304	875
Остальные узлы и системы	91	875
Ускоритель в целом	39,5	155

Т а б л и ц а 2  
Наработка на отказ зарубежных ускорителей

Ускоритель	Т, ч
ICT - system	112
источник ВН	136
излучатель	1750
Dynacate (излучатель)	317
окно	666
Dynamitron	102
окно	666

Увеличение наработки на отказ узлов и систем ускорителя связано, с нашей точки зрения, как с повышением квалификации обслуживающего персонала и его ответственности, так и с окончанием периода приработки оборудования. В ходе эксплуатации установки имело место большое количество отключений ускорителя в результате кратковременного ухудшения вакуума (более 35) и перерывов в подаче охлаждающего воздуха (более 20). Если отключения, связанные с ухудшением вакуума и вызванные, по-видимому, нестабильной работой блокировочного вакуумметра и магниторазрядных насосов, должны привлечь внимание разработчиков ускорителя, то перерывы в подаче охлаждающего воздуха и воды, как и отключения питающей сети, должны быть исключены еще на стадии проектирования соответствующего участка или цеха.

Статистические данные по ускорителю "Аврора-2", установленного на Львовском заводе телевизионных узлов ПО "Электрон", получены за период с 1 июля 1977 года (начало регулярной промышленной эксплуатации) по 30 июня 1978 года. Суммарная наработка ускорителя за этот период составила 1667 ч. Обработка статистики по отказам позволила определить нижнюю границу наработки на отказ для катодного блока с таблеткой из гексаборида лантана и высоковольтного генератора, которые составили соответственно 1175 и 1003 часов при вероятностной вероятности 0,8. Выводы по другим узлам делать пока рано (в частности, по фольгам), так как часть систем ускорителя работает в агрессивной среде, а достаточно короткий период работы не позволяет сделать однозначных заключений о деталях воздействия этой среды на узлы ускорителя.

Сравним полученные нами данные о средней наработке на отказ ускорителей "Электрон" и "Аврора" с данными (табл.2), которые могут быть рассчитаны на основании цифр, приводимых зарубежными авторами [3]. Учитывая, что исходные цифры относятся примерно к 1970 году и с тех пор несомненно улучшились, следует считать, что показатели надежности ускорителей НИИЭФА примерно соответствуют аналогичным показателям зарубежного оборудования. В зарубежной технической литературе часто приводятся другие значительно более высокие цифры по надежности. Мы видим этому только одно объяснение: табл.2 содержит данные эксплуатирующих организаций, остальные цифры—реклама фирм изготовителей.

Анализ отказов ускорителей в процессе эксплуатации позволил сделать ряд практических выводов. В частности, высокий уровень интенсивности отказов в первый период эксплуатации связан со слабой подготовкой обслуживающего персонала, а также с естественным периодом приработки. В связи с этим было организовано обучение обслуживающего персонала. Принято также решение проводить период проработки ускорителей на стендах НИИЭФА, что позволит существенно сократить этот период за счет большей оперативности в восстановлении отказавших элементов, а также за счет высокой квалификации обслуживающего персонала.

Использование математического аппарата теории надежности и имеющихся справочных данных по интенсивности отказов ряда изделий дало возможность нам вести сравнительный анализ конструктивных схем ускорителей и оценивать варианты исполнения отдельных узлов на стадии проектирования. Так, проведенный расчет ускорителей "Аврора" и "Электрон ЭМ-1" показал, что основную ответственность за недостаточно высокую надежность этих ускорителей несут использованные в большом количестве в источнике высокого напряжения селеновые столбы. Замена селеновых столбов на кремниевые диоды должна повысить наработку на отказ источника высокого напряжения "Электрон ЭМ-1" в 5 раз, а "Аврора" — в 20 раз. Достигается это за счет количества выпрямительных элементов, коэффициентов нагрузки и резервирования, которое осуществляется использованием свойств кремниевых диодов закорачиваться при пробоях, что позволяет всегда иметь несколько диодов в качестве нагруженного резерва.

Эффективность использования методики сравнительной оценки надежности при выборе различных конструктивных решений можно проиллюстрировать на следующем примере. Требуется рассчитать ИВН для питания низкоэнергетического ускорителя электронов с параметрами 100 кВ, 75 мА. Решено выполнить этот источник по схеме трехфазного каскадного индукционного умножителя напряжения на кремниевых диодах КЦ201Е с шунтирующими конденсаторами КВИ-Э и использованием масляной изоляции. Результаты расчетов приведены в табл.3, где  $P_d, P_k, P_c$  — соответственно общее количество диодов, каскадов и шунтирующих конденсаторов;  $U_k$  — напряжение на каскаде;  $K_{нд}$  и  $K_{нс}$  — соответственно коэффициенты нагрузки диодов по мощности и конденсаторов по напряжению;  $m$  — кратность резервирования;  $C$  — стоимость всех элементов, учитываемых в расчете.

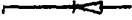


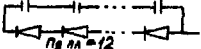
Сравнение велось по величине  $T$  и стоимости одного часа наработки на отказ (\*). По данным табл.3 максимальную наработку на отказ и минимальную стоимость на час наработки имеет схема в варианте 2б. Эта же схема оказалась технически наиболее целесообразной и получила наилучшее конструктивное решение.

Дальнейшая работа в области повышения надежности связана с накоплением и обработкой эксплуатационного статистического материала, который позволит более точно прогнозировать надежность выпускаемых высоковольтных ускорителей, решить вопросы планирования оптимальных во времени профилактических

осмотров и ремонтов, выбора коэффициентов запаса, характера испытаний ускорителей и т.п.

Т а б л и ц а 3

Характеристики надежности различных вентилялей

№ п/п	Схема соединения элементов одного плеча	$P_0/P_k$	$P_e$	$U_k$ кВ	$K_{np}/K_{nc}$	$m$	$T \cdot 10^{-3}$ ч	$U$ руб	$\frac{U}{T} \cdot 10^3$ руб/ч
1		72/12	0	9,3	0,07	0	46	576	12,5
2		120/10	0	II	0,04	I	103	960	9,3
		96,8	0	I5	0,053	I	110	768	7
3		108/6	108	18,5	0,07/0,58	2/I	50	947	18,7
		180/10	180	II	0,04/0,34	2/I	64	1580	24,7
4		72/I	72	III	0,1/0,87	I/2	88	631	7,2

Л и т е р а т у р а

1. Козлов Б.А., Ушаков И.А. Справочник по расчету надежности. М.: издательство "Советское радио", 1975.
2. Глухих В.А. Препринт НИИЭФА № П-0373, 1977
3. D.E.Harmer, D.S.Ballantine. Chemical Engineering, 1971, April 19 - May 3.

## МАЛОГАБАРИТНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦИКЛОТРОН

А.А. Арзуманов, А.М. Воронин, В.И. Герасимов, М.С. Горьковец, Д.Д. Громов,  
В.П. Завезмонов, В.Г. Круглов

Институт ядерной физики АН КазССР, Алма-Ата

В работе описан малогабаритный циклотрон, предназначенный для исследования физических процессов, протекающих в центральной области ускорителя, исследования различных источников ионов, а также для отработки элементов и систем действующего изохронного циклотрона У-150 М [1].

Магнитное поле малогабаритного циклотрона возбуждается двумя катушками, выполненными из медной трубки диаметром 10 мм, охлаждаемыми дистиллированной водой. Катушки закреплены на магнитопроводе С-образной формы, имеющем полусные наконечники диаметром 500 мм, зазор между которыми составляет 200 мм. Питание обмоток электромагнита осуществляется от мотор-генератора с использованием тиристорной системы стабилизации тока, что обеспечивает индукцию магнитного поля в указанном зазоре от 4 до 12 кГс с точностью  $2 \cdot 10^{-5}$ . Применение электромагнита С-образной формы в сочетании с использованием шестигранной ускорительной камеры, выполненной из нержавеющей стали, позволяет создать широкую систему диагностики внутреннего пучка циклотрона. В камере предусмотрены окна для оптического и рентгеновского методов контроля за работой установки.

Для возбуждения ускоряющего напряжения в однодуантной резонансной системе используется генератор высокой частоты с симметричным выходом, работающий в диапазоне частот от 3 до 22 МГц с выходной мощностью 25 кВт. Генератор имеет два режима работы: непрерывный и импульсный (скважность от 2 до 100) с регулируемым уровнем выходной мощности. Активная мощность от ВЧ-генератора, расположенного на расстоянии 50 метров от ускорителя, подводится к резонансной системе при помощи коаксиального кабеля на витки связи.

Резонансная система представляет собой четвертьволновый коаксиальный резонатор, возбуждаемый на частоте 11,2 МГц. Внешний токопровод резонатора образован стенками цилиндрического бака диаметром 284 мм, выполненного из меди, и плакировкой вакуумной камеры. Внутренний токопровод резонатора — медный цилиндрический шток диаметром 60 мм, консольно закрепленный на фланце бака, на противоположном конце которого установлен  $180^\circ$  дуант. Полость штока, дуант и закорачивающая пластина охлаждаются дистиллированной водой для уменьшения дрейфа резонансной системы ускорителя, вызванного тепловыми эффектами. Регулировка положения дуанта осуществляется вставочным устройством, состоящим из керамического поддерживающего штока с элементами крепления и уплотнения, выполненными из фторопласта. Шток расположен на расстоянии  $2/3$  длины резонансного бака от закорачивающей пластины.

В ускорительной камере, сверху и снизу относительно дуанта, размещены два триммера, предназначенные для настройки дуантного контура в резонанс и обеспечивающие диапазон регулирования в полосе 1 МГц. Возбуждение резонатора осуществляется двумя витками связи, закрепленными на закорачивающей пластине; плоскость витков связи ориентирована перпендикулярно линиям магнитного поля резонатора.



Резонатор выполнен в виде отдельного узла, смонтированного на тележке, и при необходимости может откатываться от электромагнита как с камерой, так и без нее.

В ускорителе используется щелевой источник ионов с горячим катодом, который вводится в ускорительную камеру радиально, перпендикулярно кромке дуанта. Для смены катода без нарушения вакуума используется шлюзовая камера. Вместо указанного источника можно устанавливать источник ионов от действующего изохронного циклотрона У-150 М.

Вакуумная камера ускорителя состоит из автономного вакуумного оборудования циклотрона и системы напуска газа, собранных из стандартных откачных элементов. Высоковакуумная откачка камеры осуществляется двумя диффузионными насосами типа ВА-2-5. Для черновой откачки применяются форвакуумные насосы ВН-1МГ с полуавтоматическим клапаном КДУ-50. Система обеспечивает создание и поддержание рабочего вакуума  $1,5 \cdot 10^{-5}$  мм рт.ст. при газонапуске в источник ионов до  $10 \text{ см}^3/\text{мин}$ .

Для исследования характеристик внутреннего пучка циклотрона применяется комбинированный пробник, внешний вид которого показан на рис. 1. Движение пробника осуществляется с помощью специального привода, соединенного с двигателем постоянного тока, который обеспечивает скорость перемещения  $1 \text{ см/с}$ . Контроль положения пробника производится по напряжению, снимаемому с линейного потенциометра, ползунок которого синхронизован с перемещением штока пробника. Измерение тока ведется как по интенсивности вторично эмиттированных электронов с вольфрамовых ламелей (диаметром  $1 \text{ мм}$ ), подключаемых к измерительному прибору через многоканальный коммутатор, так и по пробнику, полностью перекрывающему пучок.

Для исследования временных характеристик пучка ионов малогабаритного циклотрона применяется широкополосная система наблюдения на базе стробоскопического осциллографа [2]. На вход осциллографа С7-8 поступают сигналы, наведенные ступками заряженных частиц от верхнего и нижнего емкостных датчиков, представляющих собой электроды прямоугольной формы, расположенные непосредственно перед токосъемными вольфрамовыми ламелями пробника. Электроды имеют угловую протяженность  $10^\circ$  на радиусе  $20 \text{ см}$  и радиальную протяженность  $10 \text{ мм}$ . Чувствительность емкостных датчиков, измеренная на конце согласованного двухметрового 50-омного кабеля, лежит в пределах  $2,5 \text{ мВ/мкА}$ . Таким образом, пробник позволяет проводить измерения дифференциальной и интегральной интенсивностей пучка ускоренных ионов внутри камеры на произвольном радиусе с одновременным исследованием их временных характеристик. Регистрация осуществляется в цифровой форме.

В настоящее время на установке ускорены ионы  $\text{H}^+$  до энергии, приблизительно равной  $1 \text{ МэВ}$ . Максимально полученный интегральный ток на конечном радиусе при работе в импульсном режиме (связность 10) равен  $250 \text{ мкА}$ . На рис. 2 приведена зависимость распределения интенсивности тока в камере от радиуса; приведенные результаты свидетельствуют о хорошем разделении орбит пучка ускоренных ионов при амплитуде ускоряющего напряжения на дуанте, равной  $50 \text{ кВ}$ . В проведенных исследованиях определено смещение пучка относительно медленной плоскости, которое не превышает  $2 \text{ мм}$ . Аксиальный размер пучка равен  $11 \text{ мм}$ , радиальный —  $5 \text{ мм}$ .

Общий вид установки приведен на рис. 3.

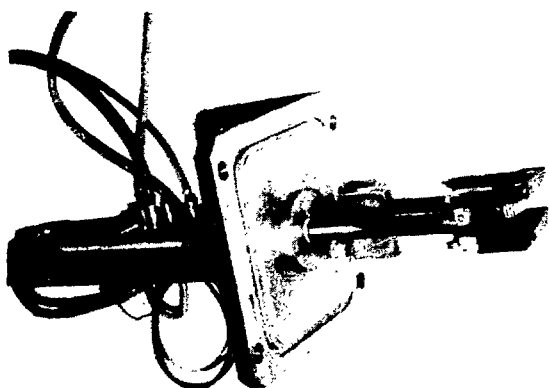


Рис. 1. Внешний вид пробника

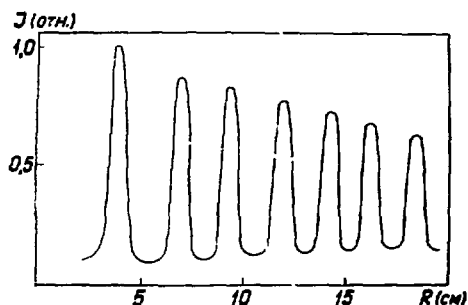


Рис. 2. Зависимость от радиуса распределения интенсивности тока в камере ускорителя



Рис. 3. Внешний вид малогабаритного исследовательского циклотрона

#### Л и т е р а т у р а

1. Арзуманов А.А., Неменов Л.М., Анисимов О.К., Баталин С.С., Волков Б.А., Громов Д.Д., Кравченко Е.Т., Круглов В.Г., Нигматов М.Х., Попов В.С., Прокофьев С.И., Рыбин С.Н. Изохронный циклотрон с регулируемой энергией ионов. Известия АН КазССР, серия физ.-мат., № 4, 1973, 6.
2. Васильев Л.В., Денисов Ю.Н., Любенко А.Н. Многоканальная широкополосная система наблюдения фазо-временных характеристик пучка в циклотроне. Материалы 2 рабочего совещания по изохронному циклотрону У-120М, Дубна, 1971, 93.

**ПРОЕКТЫ НОВЫХ  
КРУПНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ (продолжение)**

**Председатель: Ю.М.Адо**  
**Секретарь: В.А.Прейзендорф**

## УСКОРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

А.М.Балдин, Ю.Д.Безногих, Б.В.Васильшин, Ю.Н.Денисов, Л.П.Зяновьев,  
И.Б.Иссынский, А.Д.Кирмалов, И.Ф.Колпаков, М.М.Комочков, Е.М.Кулакова,  
Л.Г.Макаров, А.И.Михайлов, В.А.Михайлов, И.Н.Семеновский, М.Совинский,  
В.И.Цовбун, В.И.Черников, Е.В.Черных, И.А.Шелаев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

А.А.Васильев

Государственный комитет по использованию атомной энергии, Москва

В.Г.Антоненко, Н.И.Великов, В.М.Галицкий, Э.П.Горюнов, Б.М.Гутнер,  
В.Б.Залманзон, В.И.Каменский, А.А.Оглоблин, А.А.Прокопьев,  
В.А.Тарабанько, И.Г.Уманский, Л.И.Юдин, В.Е.Ярош

Институт атомной энергии им.И.В. Курчатова, Москва

В.П.Белов, В.А.Глухих, О.А.Гусев, А.П.Лебедев, Н.А.Моноссон,  
В.П.Надгорный, Г.Л.Саксаганский, В.А.Титов, В.Д.Федоров, И.А.Шухейло

Научно-исследовательский институт электрофизической  
аппаратуры им.Д.В. Ефремова, Ленинград

Г.И.Бацких, Б.И.Бондарев, В.М.Галкин, В.В.Елян, В.Н.Капалин,  
А.А.Кузьмин, В.В.Кунин, Б.П.Мурин, В.М.Пироженко, П.А.Федотов

Московский радиотехнический институт

В настоящем сообщении изложены предложения по созданию ускорительного комплекса тяжелых ионов (УКТИ). Работа выполнена по рекомендации Совещания экспертов стран-участниц ОИЯИ, проходившего в октябре 1977 года.

Создание ускорительного комплекса тяжелых ионов рассматривается с точки зрения необходимости проведения исследований по следующим направлениям: релятивистская ядерная физика и изучение возможности существования аномальных состояний ядерного вещества.

Для этого необходимо создать две ступени ускорительного комплекса (первая ступень должна обеспечить выполнение физической программы на пучках тяжелых ионов в диапазоне средних энергий, а также обеспечить эффективную инжекцию в синхрофазотрон). Этим условиям отвечает следующая схема УКТИ: инжектор - линейный ускоритель, тяжелоионный синхротрон - ТИС, синхрофазотрон - СФТ с возможностью его замены в дальнейшем ускорителем на более высокие энергии ядер (вторая ступень). Повышение интенсивности пучков тяжелых ионов предполагается осуществить за счет накопительно-обдирочного кольца.

В соответствии с требованиями физической программы номинальная энергия ТИС'а, позволяющая получить растянутые во времени внешние пучки тяжелых ионов, была выбрана 250 МэВ/нуклон (по урану). Такой режим работы ускорителя позволяет получить легкие ядра от гелия до кальция ( $Z/A \approx 0,5$ ) с энергией свыше 600 МэВ/нуклон.

Стремление сократить время проектирования и моделирования привело к изучению возможности применения в кольце ТИС'а готовых магнитных элементов. Характеристики структурных диполей и квадруполов серпуховского бустера оказались

весьма близкими к тому, что требовалось для обеспечения нужных параметров ускоренных пучков.

Рассмотрение показало, что при частоте циклов  $I \sim 3$  Гц оптимальными являются значение поля ТИСа  $\sim I, I T$  и периметр его равновесной орбиты 150 м. Это соответствует зарядности ионов урана  $\approx 70^+$  или энергии обдирки инжектируемых частиц 10 МэВ/дуклон.

При частоте циклов  $I, 4$  Гц и ниже максимальные энергии могут быть увеличены до 340 МэВ/дуклон и 815 МэВ/дуклон для  $^{238}\text{U}^{70+}$  и ядер с  $z/A = 1/2$ , соответственно. Такой уровень энергии целесообразно использовать при инжекции частиц в синхрофазотрон, в частности, урана, поскольку в этом случае имеет место высокая (близкая к полной) степень ионизации ионов после прохождения пучком обдирочного устройства инжекционного канала. Последнее обстоятельство позволяет сузить спектр зарядностей и, следовательно, повысить интенсивность захваченных в ускорение частиц.

Возможны два режима работы УКТИ:

- Тандем. В этом режиме пучки ТИС частично выводятся для проведения физических исследований, частично инжектируются в СФТ. Легко выполняются требования получения разных значений энергии для исследований и инжекции. Поскольку частота посылки пучка из ТИС'а в СФТ составляет  $\sim 0,1$  Гц, возможна работа на том и другом максимальном значении энергии (250 МэВ/дуклон и 340 МэВ/дуклон по урану).

- Раздельный режим. В этом режиме пучки ТИС выводятся для физических исследований. Инжекция в СФТ в этом случае осуществляется с помощью ДУ-20, что ограничивает область ускоренных ионов лишь самыми легкими. Очевидным преимуществом такого режима является возможность ускорения в ТИС и СФТ различных сортов ионов.

После рассмотрения нескольких вариантов [1] расположения ТИС было принято решение разместить его в здании синхрофазотрона во внутренней от ускорителя части (рис. 1, 2). Это решение мотивировалось следующим:

- 1) отпадает необходимость в проектировании и сооружении здания для ТИС'а;
- 2) физические установки, работающие на пучках ТИС'а, могут располагаться в двух существующих экспериментальных залах (корпус 20Б и корпус 1Б);
- 3) сокращается объем работ по сооружению радиационной защиты, поскольку ее функции в значительной степени может нести многотонный магнит синхрофазотрона.

В таблице I представлены общие данные комплекса.

#### Источник ионов

Учитывая зависимость стоимости ускорительного комплекса от заряда ионов в источнике, можно сделать заключение, что приемлемое значение заряда ионов урана составляет  $Q = 7^+$ . Наиболее обещающим в этой области, по нашим оценкам, является источник Пеннинга. Если будут преодолены проблемы лазерного источника, связанные с формированием пучка и созданием мощного лазера, работающего с частотой до 3 Гц, то может оказаться перспективным и лазерный источник.

Для ионов с массой приблизительно до 140, особенно для ионов газов, выгодно использовать дуоплазматрон.

Т а б л и ц а I

Общие данные ускорительного комплекса тяжелых ионов

1. Энергия на выходе инжектора	МэВ/нук.	10
2. Максимальная энергия на выходе ТИС	МэВ/нук.	
а) для $^{238}\text{U}^{70+}$ при медленном выводе;		250
б) для $^{238}\text{U}^{70+}$ в режиме бустера;		342
в) для ядер $z/A = 0,5$ при медленном выводе;		616,3
г) для ядер $z/A = 0,5$ в режиме бустера.		815
3. Максимальная энергия на выходе синхрофазотрона	ГэВ/нук.	
а) для $^{238}\text{U}^{92+}$ ;		3,4
б) для ядер $z/A = 0,5$ .		4,1
4. Максимальная интенсивность на выходе ТИС	част./цикл	
а) для U (без накопителя);		$3 \cdot 10^8$
б) для U (с накопителем);		$3 \cdot 10^9$
в) для Xe (без накопителя);		$3 \cdot 10^9$
г) для Xe (с накопителем);		$3 \cdot 10^{10}$
д) для Ar (накопитель не требуется).		$1,6 \cdot 10^{11}$
5. Частота циклов ТИС	Гц	1 + 3
6. Частота циклов синхрофазотрона	Гц	0,1
7. Максимальная интенсивность на выходе синхрофазотрона	част./цикл	
а) для U (без накопителя);		$10^8$
б) для U (с накопителем);		$10^9$
в) для Xe (без накопителя);		$10^9$
г) для Xe (с накопителем);		$10^{10}$
д) для Ar (накопитель не требуется).		$10^{11}$

Линейный ускоритель

Вследствие малой скорости ионов длины периодов ускоряюще-фокусирующей системы на входе линейного ускорителя являются очень малыми. Поэтому предпочтительны системы с фокусировкой пучка ВЧ-полем, которые не требуют размещения магнитных или электростатических линз внутри ускоряющей системы. На основании сопоставления различных систем линейных ускорителей и с учетом возможности осуществления обдирки ионов целесообразно выполнить ускоритель в виде двух частей, в первой из которых вплоть до энергии 1 МэВ/нуклон применить фазопрерывную фокусировку [2], а во второй части в интервале энергий от 1 до 10 МэВ/нуклон — фокусировку магнитными квадрупольми, причем между этими частями разместить обдирочную секцию с твердой мишенью. Ускоритель имеет традиционную структуру.

Ускоряющая система состоит из 4 резонаторов, из них первые два возбуждены на частоте 25 МГц, а остальные — на частоте 150 МГц. Каждый резонатор ускоряющей системы возбуждается от отдельного ВЧ-генератора, а компенсирующий резонатор, ребапчер и дебапчер — от отдельных ВЧ-генераторов.

Основные параметры ускорителя сведены в таблицу 2.

Т а б л и ц а 2

Первая часть инжектора

1. Энергия на входе	кэВ/пук.	15
2. Энергия на выходе	МеВ/пук.	1
3. $z/A$ инжектируемых ионов		$0,029 \pm 0,06$
4. Эмиттанс ускоренного пучка	см <sup>2</sup> мрад	10п
5. Импульсный разброс на выходе		$\pm 0,006$
6. Ограничение по объемному заряду	нА	3
7. Максимальная длительность импульса	нкс	360
8. Длина ускорителя	м	15
9. Рабочая частота	МГц	25
10. Импульсная мощность	МВт	6,9

Вторая часть инжектора

1. Энергия на входе	МеВ/пук.	1
2. Энергия на выходе	МеВ/пук.	10
3. $z/A$ инжектируемых ионов		$0,164 \pm 0,5$
4. Число ускоренных зарядностей для U		5
5. Аксептанс	см <sup>2</sup> мрад	13п
6. Эмиттанс ускоренного пучка для одной зарядности для 5 зарядностей	см <sup>2</sup> мрад	3,5п 8,3п
7. Импульсный разброс после дебанчера (для 5 зарядностей)		$\pm 0,02$
8. Ограничение по объемному заряду	нА	80
9. Длительность импульса	нкс	240
10. Длина ускорителя	м	27
11. Рабочая частота	МГц	150
12. Импульсная мощность	МВт	6,1

Перезарядка ионов

С целью сокращения общей длины линейного ускорителя при фиксированной конечной энергии ионов 10 МеВ/пуклон, требуемой для инжекции в ТИС, планируется промежуточная обдирка ионов в линейном ускорителе, которая может быть осуществлена как на газовом, так и на твердом стриппере. Серьезным преимуществом твердого стриппера является существенно более высокий средний заряд ионов, особенно самых тяжелых [3] и, следовательно, более высокий темп ускорения во второй части линейного ускорителя.

Твердый стриппер для обдирки ионов, инжектируемых в ТИС, также имеет преимущество перед газовым. Время жизни твердого стриппера при энергии 10 МеВ/пуклон существенно выше [4], чем при промежуточной обдирке в линейном ускорителе, а среднеквадратичный угол рассеяния меньше.

Обдирка ионов при инжекции в синхрофазотрон необходима не только для увеличения конечной энергии этих ионов, но и для снижения потерь ионов на остаточном газе при ускорении в синхрофазотроне.

### Характеристики ТИС

Параметры магнитной структуры ТИС в значительной мере определялись характеристиками магнитных элементов бустера ИВЭЗ [5], стремлением получить при этом максимальный акцептанс с возможностью ускорения нескольких зарядностей, а также требованиями систем ввода и вывода пучка.

Ускоритель, имеющий периметр 150 м, состоит из 8 суперпермолов, в каждый из которых входит 3 периода по градиенту со структурой 40Д0. Частоты бетатронных колебаний  $Q_x = 5,8$ ,  $Q_z = 5,85$ . Горизонтальный и вертикальный акцептансы, определяемые апертурой дипольных магнитов, составляют  $A_x = 46\pi$  см·мрад и  $A_z = 9,6\pi$  см·мрад. Структурная схема кольца ТИС и расположение элементов инжекционной и выводных систем показаны на рис. 3.

Наиболее широким является диапазон частот обращения ядер с  $z/A = 0,5$  при работе ТИС в режиме бустера, составляющий  $290 \pm 1696$  кГц. Кратность ускоряющей высокой частоты выбрана равной 3. Предусматривается изменение амплитуды ускоряющего напряжения от 1,2 до 40 кВ на оборот. Максимальная мощность, потребляемая каждой из 6 станций, — 75 кВт.

Предусмотрены две системы инжекции ионов с энергией 10 МэВ/нуклон: однооборотная и многооборотная, имеющие общий канал транспортировки и магнитные deflectоры. Обе схемы рассчитаны на одновременную инжекцию трех зарядностей урана.

Система медленного вывода рассчитывалась на вывод пучков ионов урана с энергией 250 МэВ/нуклон, а быстрого — 340 МэВ/нуклон. Для легких ионов режим работы выводных систем существенно упрощается.

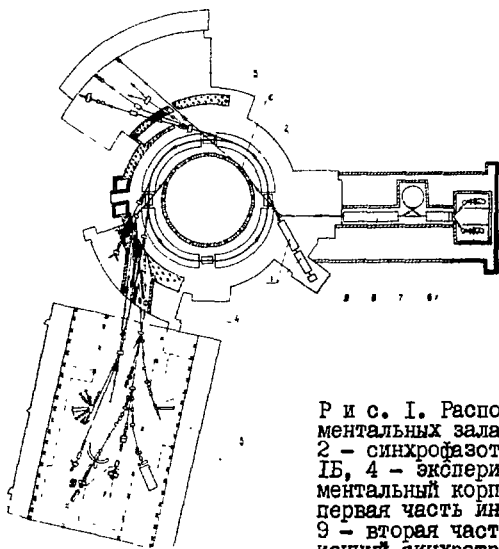
Стандартными магнитными линзами могут быть обеспечены размеры пучка, выведенного на внешние мишени,  $\sim (5 \times 2)$  мм<sup>2</sup>.

Поскольку данный материал представляет собой результат первой стадии разработки предлагаемого проекта и, естественно, не может претендовать на исчерпывающую полноту, окончательные технические решения могут быть получены лишь во время эскизного, а затем и рабочего проектирования.

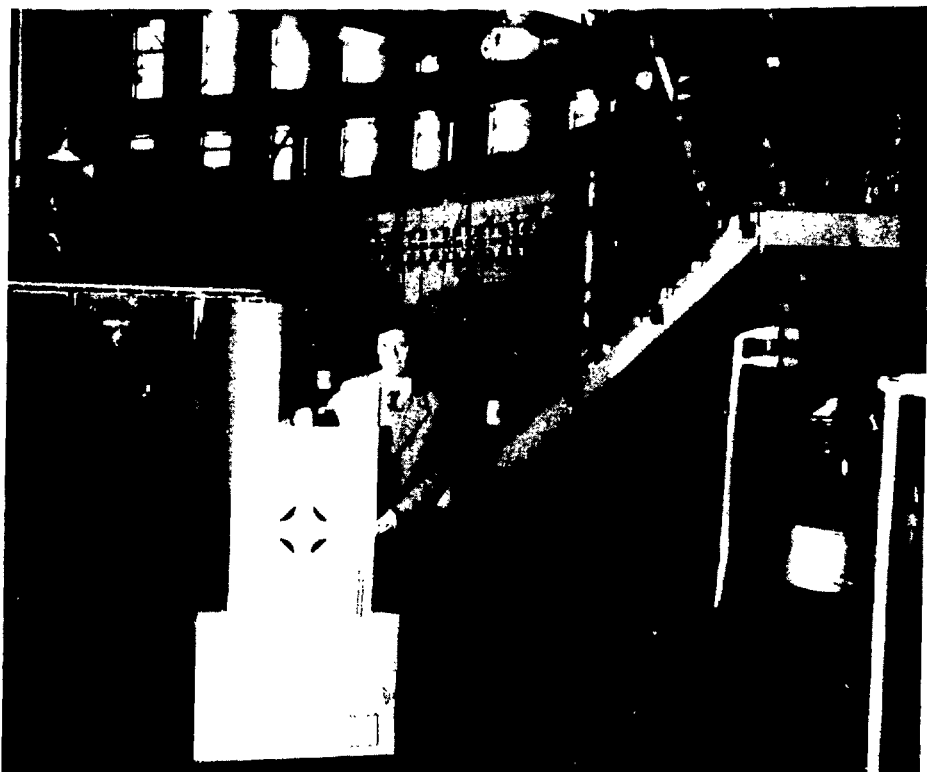
### Л и т е р а т у р а

1. Н.И.Веников и др. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, стр.88, М., "Наука", 1977.
2. А.Д.Власов. Теория линейных ускорителей. М. Атомиздат, 1965.
3. V.Nikolaev and I.Dmitriev. Phys. Lett., 28A, 277 (1968).
4. J.Staples et al., Proc. 1976 Prot. Lin. Acc. Conf., Chalk River, 81 (1976).
5. Д.М.Адо и др. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, стр.42, М., "Наука", 1977.

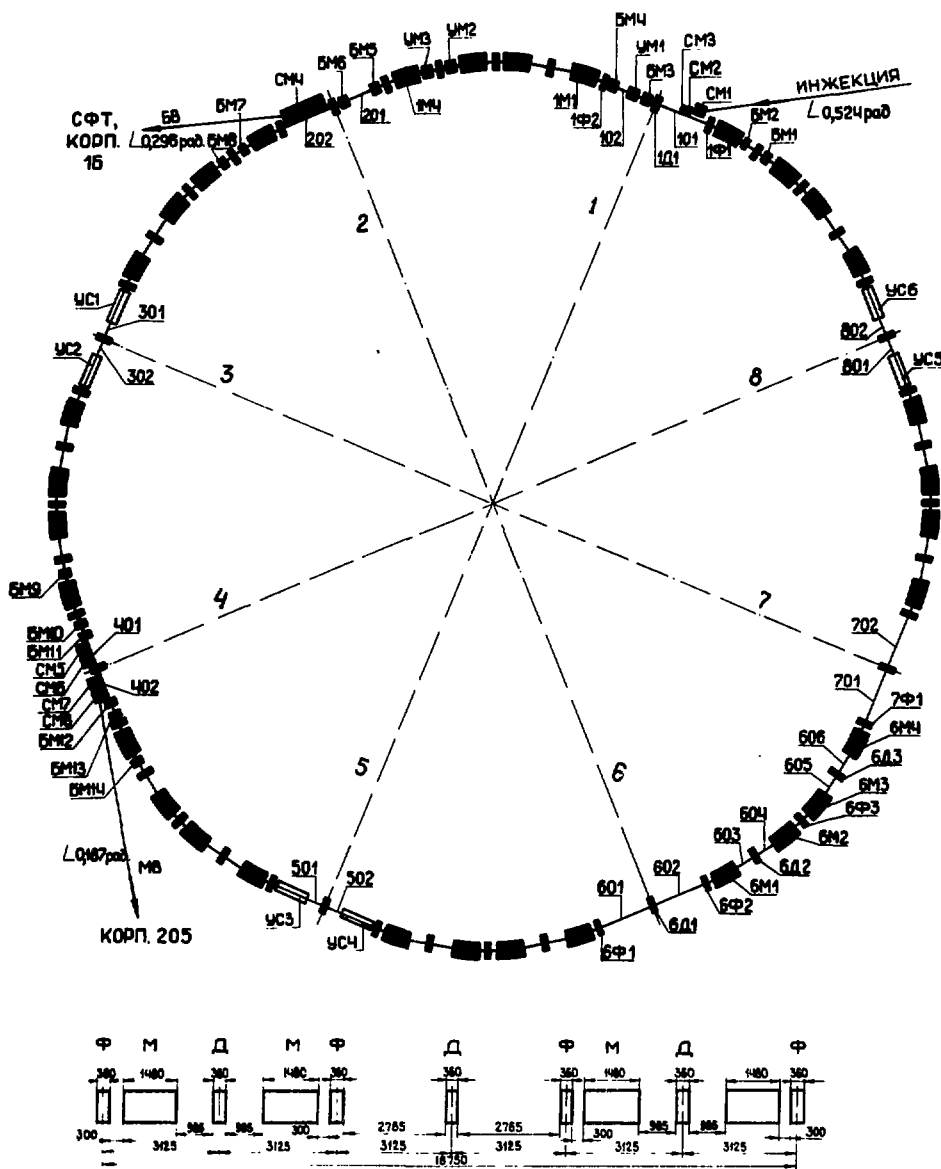




Р и с. 1. Расположение ускорителей в экспериментальных залах комплекса: 1 - инжектор ЛУ-20, 2 - синхрофазотрон, 3 - экспериментальный зал IB, 4 - экспериментальный зал II, 5 - экспериментальный корпус 205, 6 - форинжекторы, 7 - первая часть инжектора УЛУ, 8 - накопитель, 9 - вторая часть инжектора УЛУ, 10 - тяжелоионный синхротрон.



Р и с. 2. Часть зала синхрофазотрона, где предполагается установить кольцо ТИС. Через структурного квадрупольного магнита представлен в натуральную величину.



Р и с. 3. Структурная схема ТИС. БВ - быстрый вихрь, МБ - медленный вихрь. БМ1-БМ14 - бэмпи-магниты, УМ1-УМ3 - ударные магниты, УС1-УС6 - ускоряющие станции, Ф, Д - фокусирующие и дефокусирующие квадрупольные и М - дипольные магниты.

## THE USE OF HEAVY IONS FOR INERTIAL CONFINEMENT FUSION\*

Ronald L. Martin

Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois USA

Programs are underway at Argonne National Laboratory, Brookhaven National Laboratory, and Lawrence Berkeley Laboratory to develop the application of high energy heavy ions to inertial confinement fusion. Experimental programs are in progress at each of the laboratories as well as conceptual designs of accelerator systems as drivers of large power plants with pellet fusion as the heat source. The requirements for these drivers are stated as a total energy of 1 MJ at a peak power of 100 TW in a shaped pulse with a repetition rate  $\approx$  1 Hz and an energy deposition rate of 20 MJ/g of target material. To date, Argonne has concentrated on accelerator systems which utilize rapid cycling synchrotrons with storage rings, Brookhaven and Argonne have designed systems with conventional rf linacs and storage rings, and Berkeley has developed the design for linear induction accelerators. These conceptual designs for accelerator systems were reviewed in a workshop, the third in an annual series, held at Argonne in September 1978. It is the stated plan of the U.S. Department of Energy to support construction of a Heavy Ion Demonstration Experiment (HIDE) beginning in October 1981. This facility is to be some part of the accelerator configuration represented by one of the conceptual power plant driver designs with the primary goal being to demonstrate the credibility of the entire driver design. This report will review these conceptual designs as well as indicate the status of the experimental programs.

### Introduction

The use of high energy heavy ions as the ignition source for the fusion reaction in small pellets<sup>1</sup> appears most promising. This promise results from the direct application of the existing mature technology of high energy accelerators. Existing machines have demonstrated (with protons) accumulation of adequate total beam energy, repetition rates of 30 Hz or more, a reliability in excess of 90% over long periods of time, transport of beams over long distances, and focussing on millimeter targets. Efficiencies of linacs of 40-50% appear straightforward, and coupling of ion energy into the pellet appears to be classical and highly advantageous compared to that of other forms of energy. Competing ignition sources for pellet fusion (lasers, e beams, light ions) have some of these characteristics; none presently have all of the required characteristics suit-

---

\*Work supported by the U.S. Department of Energy

able for producing useful energy from inertial confinement fusion. The adaption of the high energy accelerator technology to intense beams of heavy ions appears only to involve engineering problems and not any fundamental issues. Thus the expectation for success in the high energy accelerator field seems particularly high.

These ideas were examined by accelerator and pellet physicists in a summer study in 1976<sup>2</sup> in Oakland, California. The results were positive and led to initial substantial funding of three accelerator laboratories in April 1977.

At a second workshop in October 1977 at Brookhaven National Laboratory,<sup>3</sup> the requirements for a first demonstration experiment (HIDE) were discussed. This was to be a heavy ion facility of approximately 100 kJ beam energy, which would demonstrate all the accelerator technology involved in a full scale facility capable of driving a fusion power plant.

It thus became a leading question as to an optimum driver configuration and even what were to be the criteria to optimize; was it cost, performance, or credibility? It is at the same time one of the strengths of the program and a problem: that so many choices of ions, charge states, configurations, and accelerator parameters exist which can meet the requirements conceptually.

A third in the annual series of workshops on heavy ion fusion was held at Argonne National Laboratory on September 19-26, 1978. The goals of the workshop were to provide a preliminary review of accelerator design concepts submitted by the laboratories active in this program, to disseminate status reports on progress in the R&D program and related studies, and to broaden the awareness of this program to university and industrial participants. Accelerator design concepts were submitted by Argonne National Laboratory, Brookhaven National Laboratory, and Lawrence Berkeley Laboratory. Status reports were also presented by each of these laboratories and will be summarized here.

None of the accelerator laboratories view the accelerator designs presented as a final solution. They were presented in the spirit of requiring a specific design in order to get specific comments from the accelerator community. While they are surely not optimized, the designs, perhaps modified, will now permit examination in detail of individual components for feasibility, practicality, and cost. From this study and the parallel experimental program should emerge a more clear idea of an appropriate first demonstration facility.

#### Accelerator Design Concepts for Heavy Ion Fusion

Brookhaven National Laboratory has presented an accelerator design utilizing a conventional rf linac with eight accumulator rings to store 10 MJ of beam energy.<sup>4</sup> The beam would be delivered in two clusters of four beams each to a 3 mm diameter target in 50 nsec for a peak beam power of 200 TW. The system would use U<sup>+2</sup>

ions accelerated to 20 GeV and would have a capability of operating at 15 Hz.

Components in the design are shown schematically in Fig. 1. Eight sources of 40 mA of  $U^{+1}$  are utilized. Each is to be accelerated through a preaccelerator to 500 kV followed by a 2 MHz Wideroe to reach 6 MeV. An output current of 20 mA from each unit is anticipated. The ions would be stripped at this stage to  $U^{+2}$  with 50% efficiency, thus preserving the electrical current and pairs of beams combined into 4 MHz Wideroe linacs. Combination of pairs of beams is continued into 8 MHz Wideroe linacs and finally into a 48 MHz Alvarez linac. Further frequency transitions take place in Alvarez linacs to 96 MHz and 192 MHz with the bulk of the acceleration to 20 GeV occurring in the latter. At this point, the current would be 160 mA in bunches at a 16 MHz rate (1 bucket in 12 of the 192 MHz linac containing beam). The beam is then injected into a large radius multiplier ring with 10 turn injection to give 1.6 A circulating. Upon extraction, the horizontal and vertical planes are interchanged to allow 10 turn horizontal injection into a second multiplier ring of 1/10 the radius of the first for a final circulating current of 16 A. The process is repeated eight times to accumulate 10 MJ of beam energy. Compression to the final bunch length is begun in the accumulator rings and completed in the transport line to the target. The accumulator rings are arranged in two clusters so that two clusters of four beams each are transported.

Argonne National Laboratory has presented two accelerator systems. HEARTHFIRE Reference Concept No. 2 is a conventional rf linac system with accumulator rings.<sup>5</sup>  $Hg^{+8}$  ions would be accelerated to 20 GeV to store 1 MJ of beam energy in 18 rings arranged in two clusters of 9 rings each. Eighteen beams would be transported to the target with a final bunch length of 6 nsec to give a peak power of 160 TW. Two sources of 50 mA of  $Hg^{+1}$  would be employed with acceleration to 1.5 MeV in modified Dynamitrons. First and second harmonic bunchers would give 80% capture in 12.5 MHz linac structures to provide 40 mA of beam current in each. The ions would be stripped to charge +8 at an appropriate energy between 10 and 20 MeV with an assumed particle efficiency of 20%. The electrical current would then have been increased to 64 mA and the two beams combined into a single Wideroe linac at 25 MHz with 128 mA of average current. Transitions to Alvarez linacs at higher frequencies would follow with acceleration to 20 GeV. At this point, strong debunching of the beam is required to preserve the longitudinal emittance of the beam. Current multiplication would then be accomplished through a series of delay stacking bypasses and rings to combine beams in the transverse plane, four at a time, using thin septum magnets. A transmission efficiency of 93% with emittance dilution of 1.45 at each combination is assumed. A total of four such manipulations is contemplated, two in each transverse plane, to give a current multiplication of 256. Coupled with an overall efficiency of 75%, this process would result in an average beam current of 24 A for injection into each of the accumulator rings. At this point,

the 25 MHz bunch structure of the linac would have been preserved so that the beam would require adiabatic debunching and rebunching to a single bunch in the accumulator rings. Longitudinal compression by a factor of 74 would be accomplished by linear induction cavities external to the accumulator rings followed by 1/2 turn around another ring for transport to the target.

The synchrotron based system,<sup>6</sup> HEARTFIRE Reference Concept No. 3, is shown schematically in Fig. 3. This accelerator system would accelerate  $\text{Xe}^{+8}$  to 20 GeV for storage of 1 MJ of beam energy in 16 accumulator rings. The total accumulation time is 1 sec. The choice of  $\text{Xe}^{+8}$  is related to this factor in that the ion has a closed electronic shell and the charge exchange cross section between xenon ions should then be an order of magnitude lower than for xenon ions of lower charge. Beam losses due to this effect should then be no more than 10% during this accumulation time. The system begins with two  $\text{Xe}^{+1}$  sources of about 20 mA captured with 50% efficiency in special 12.5 MHz structures followed by Wideroe linacs. Stripping to a +8 charge state is to take place with  $\sim 20\%$  efficiency at 11 MeV, and the two beams combined in a 25 MHz Wideroe to give 30 mAe of average beam current. Further frequency transitions take place in Alvarez linacs to produce 30 mAe of  $\text{Xe}^{+8}$  at 4.4 GeV with a bunch structure of 25 MHz. Debunching by a factor of 16 is required to preserve the longitudinal emittance and produce the required 0.075 bunching factor in the rapid cycling synchrotron. Nine turn injection is proposed. Both transverse planes are to be filled equally with considerable emittance dilution allowed in order that the space charge limit of the synchrotrons be as high as possible. The beam is accelerated to 20 GeV and transferred to a rebuncher ring. Since at this point the 25 MHz bunch structure has been preserved, the beam must be adiabatically debunched and rebunched to a harmonic number of two after two synchrotron pulses are injected synchronously into the rebuncher ring. Sixteen pulses from the rebuncher ring are injected into the storage ring (with the horizontal and vertical phase planes interchanged in a solenoid in the transport line in order to allow horizontal injection). Of these 16 pulses, two turns are injected into the transverse plane and eight into the longitudinal plane, resulting in 16 beam bunches circulating in the storage rings, adiabatic rebunching to two bunches per ring in half the storage rings, and one bunch per ring in the other half. This procedure, with 16 storage rings, results in 24 beams transported to the target and provides some degree of pulse shaping. Thirty-two synchrotron pulses are required to fill each storage ring. At a synchrotron repetition rate of 64 pulses/sec, eight synchrotrons are required to complete the accumulation in 1 sec. Four rebuncher rings are necessary to complete the adiabatic operations in this period of time.

Lawrence Berkeley Laboratory has presented an accelerator design utilizing the linear induction accelerator.<sup>7</sup> This concept is shown schematically in Fig. 4. The source would be the contact ionization type producing 4 A (at  $2 \text{ mA/cm}^2$ ) of  $\text{U}^{+1}$  for a duration of

40  $\mu$ sec. The beam would be accelerated in a series of drift tubes to 5 MeV, at which point it would be stripped to  $U^{+4}$  with 37.5% particle efficiency resulting in an electrical current of 6 A. In addition to further acceleration in drift tubes to 200 MeV, the beam would also be compressed to a duration of 4  $\mu$ sec and a current of 60 A for injection into the iron core induction cavity section. The process of current multiplication by beam compression simultaneously with acceleration is continued in the iron core induction cavities to produce an 8 GeV beam of 1200 A with 200 nsec duration. Ferrite core induction cavities then are employed to accelerate the beam to 19 GeV with a final current of 3200 A and a duration of 75 nsec. A final stage of induction cavities would be a ferrite core buncher with a gradient  $\pm 1$  MV/m. This buncher would provide the impulse to compress the beam in a relatively long drift distance to its final duration of 7 nsec and 34 kA. However, before the current has achieved this value, the beam would be split by septum magnets into 16 beams and transported to the target in two clusters of eight beams each such that the maximum current in any one beam is 2.125 kA.

#### Experimental Program

Preliminary experiments with an existing source and preaccelerator have been carried out at Brookhaven National Laboratory. Xenon gas was introduced into a duoplasmatron and a beam of xenon ions accelerated to 750 kV in a Cockcroft-Walton preaccelerator. Initial studies of beam neutralization, transport, and acceleration in a 16 MHz cavity containing 11 accelerating gaps have been performed. Of particular interest is the investigation of strong focussing of ion beams using a trapped electron cloud (Gabor lens).<sup>8</sup> Possible uses of such lenses would be in the source terminal to isolate the source from the column, in the transport line between the preaccelerator and the linac, and in the early sections of the low beta linac. In all of these regions, strong focussing is required to counteract the defocussing forces of the space charge dominated beams.

The experimental program in heavy ion fusion at Brookhaven is presently being moved into a new area with adequate space for a longer range program. Under construction is a preaccelerator for a voltage of 400-500 kV and a parallel plate transmission line to drive 2 MHz Wideroe structures. Surplus industrial transmitters are being modified to drive this linac at 2 MHz.

Argonne National Laboratory has been experimenting with a high brightness xenon source obtained from Hughes Research Laboratories, Malibu, California. The source is a Penning discharge, Pierce extraction type and delivers 2.5 mA of  $Xe^{+1}$  with 80 kV extraction. The beam has been transported with 90% efficiency over a distance of 3 m and its emittance measured to be about 1 cm mrad (0.001 cm mrad normalized). This source is then about an order of magnitude brighter than that required for the heavy ion fusion driver (although not high enough current). A scaled-up version of this

source, with a single aperture of 3 cm diameter, has delivered 100 mA at a current density of  $15 \text{ mA/cm}^2$  at Hughes. No emittance measurements have been made on this source, and it is to be delivered to Argonne in October of this year. A second version of this source is being modified to produce a mercury beam.

The modifications to a surplus Dynamitron have been completed and the Dynamitron installed and power tested at Argonne with a dummy load. The existing rf power supply will drive a continuous current of 30 mA at 1.5 MV so that this current will be the initial goal of the program with xenon ions. A column for the Dynamitron is nearing completion and will be installed in November.

Two single drift tube cavities of different types at 12.5 MHz are nearing completion. One will serve as a buncher and a second as the initial accelerating cavity. Three other cavities are on order to extend the accelerated energy.

In initial experiments, Lawrence Berkeley Laboratory has achieved a cesium beam of 400 mA at 200 kV from a contact ionization source. The time of flight was consistent with this beam being  $\text{Cs}^{+1}$ . The goal of this program is to produce 1 A of  $\text{Cs}^{+1}$  at a current density of  $2 \text{ mA/cm}^2$  and to accelerate the beam to 2 MeV in three drift tubes as a preliminary test of drift tube accelerators as an injector for a linear induction accelerator.

Also developed at Berkeley is a multiaperture (13 apertures over 2.5 cm diameter) xenon source. Extraction is at 20 kV, and the normalized emittance measured at 1.5 m from the source with 40 mA of beam current was 0.03 cm mrad. The source was mounted in the terminal of a Cockcroft-Walton and the beam transported to the column through a pair of quadrupole triplets. A current of 60 mA at 475 kV has been attained to date. No emittance measurements have yet been made on this accelerated beam.

### Discussion

The subject of transport and focussing of intense beams continues to be actively pursued. The question of instabilities leading to beam emittance growth in space charge dominated transport lines is not yet fully resolved, but analytic theory and computer simulation are tending to converge. Such instabilities could easily be avoided but would place some constraints on design of the transport line. Questions of chromatic and geometrical aberrations in the transport line and in the final focussing system, and their correction with pairs of sextupole and octupole lenses, are also receiving considerable attention.

The consensus of individual working groups of the workshop, and of a committee charged with coordinating the comments of these groups, was that encouraging progress in this program had been made in prototype R&D and in theoretical and computational studies. None of the reference designs were judged sufficiently complete to allow a detailed comparison nor do they address a common parameter regime. Furthermore, none of the designs are optimized. Differ-



ences in many aspects related more to preferences of the designers rather than to any fundamental issues. Nevertheless, some comparisons were made and some general conclusions drawn.

There was a clear consensus that at least one accelerator configuration, that of conventional rf linacs with accumulator rings, could meet the target requirements with high confidence, based on current knowledge. The linear induction accelerator remains attractive because of the simplicity of the concept. However, it could not be given high marks at this time because of the fact that acceleration of ions by linear induction accelerators has not been demonstrated. Considerable development would be required to bring this configuration to the level of credibility that presently exists with conventional linacs. Synchrotron based accelerator systems are now thought to be less promising than originally perceived. The apparent cost advantage over conventional linac systems has narrowed because of the recognition that at high  $\beta$  the bunching factor must be kept low to maintain a small momentum spread. Hence, the space charge limit is reduced and more synchrotrons are required. In addition, a special ion of significantly lower charge exchange cross section is required, the more difficult vacuum requirements remain at the border of technical feasibility, and the required repetition rate might press the state of the art. For these reasons, use of synchrotron based accelerator systems for heavy ions as drivers for fusion power plant applications appears significantly more difficult than systems based on acceleration in conventional linacs.

#### Acknowledgement

Much of the material included here was presented at the ion beam workshop, and the author is indebted to the participants. Particular mention should be made to the contributions of D. Keefe, A. Maschke, and L. Teng.

#### References

1. R. L. Martin, "Prospects for Ion Beam Fusion," Proceedings of the Xth International Conference on High Energy Accelerators, Serpukhov, USSR (July 1977).
2. Proceedings of the ERDA Summer Study of Heavy Ions for Inertial Fusion, Lawrence Berkeley Laboratory, Report LBL 5543 (July 1976).
3. Proceedings of the Heavy Ion Fusion Workshop, Brookhaven National Laboratory, Report BNL 50769 (October 1977).
4. A. W. Maschke, "Conceptual Design of a Heavy Ion Fusion Energy Center," Report BNL 50817 (March 1978).
5. R. C. Arnold, R. J. Burke, M. H. Foss, T. K. Khoe, and R. L. Martin, "HEARTHFIRE Reference Concept #2 Outline: An RF Linear Accelerator System" (September 1978).
6. R. C. Arnold, R. J. Burke, M. H. Foss, T. K. Khoe, and R. L.

Martin, "HEARTHFIRE Reference Concept #3: A Rapid Cycling Synchrotron System," Report ACC-6 (June 1978).

7. Heavy Ion Fusion Staff, Lawrence Berkeley Laboratory, "Linear Induction Accelerator Conceptual Design" (September 1978).
8. D. Gabor, "A Space-Charge Lens for the Focusing of Ion Beams," Nature 160, p. 89 (July 1947).

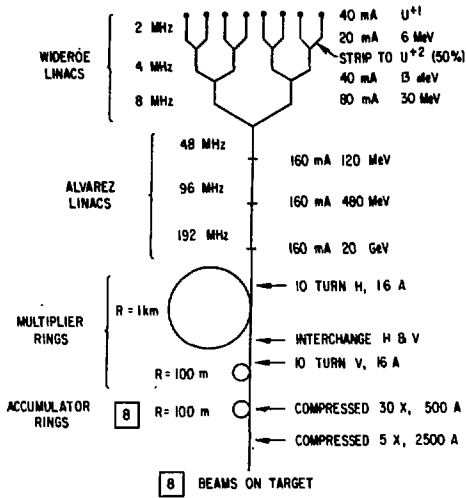


Fig. 1 BNL (10 MJ, 200 TW)

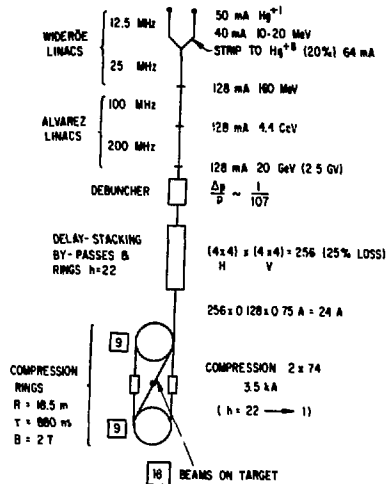


Fig. 2 ANL-HEARTHFIRE #2 (1 MJ, 160 TW)

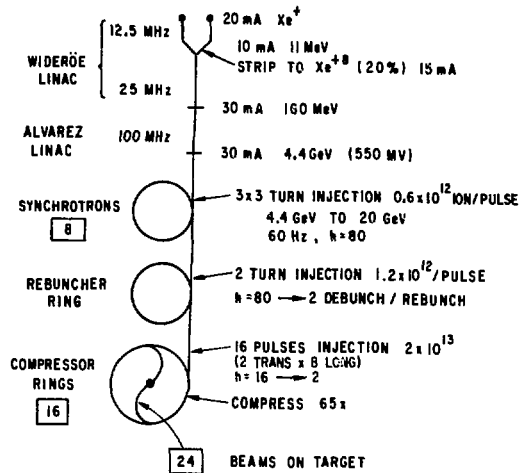


Fig. 3 ANL-HEARTHFIRE #3 (1 MJ, 160 TW)

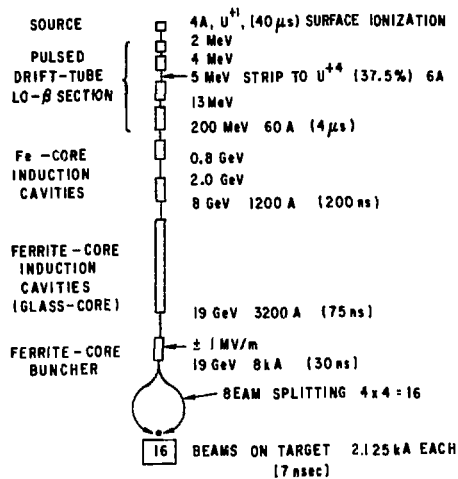


Fig. 4 LBL (1 MJ, 160 TW)

## НАКОПИТЕЛЬНОЕ КОЛЬЦО ВЭШ-4

И.Я.Протопопов

Институт ядерной физики СО АН СССР

Летом 1977 года на электрон-позитронном накопителе ВЭШ-4 был получен циркулирующий пучок электронов с энергией 1,5 ГэВ. Цель предварительного запуска заключалась в проверке основных систем накопителя. Были проверены магнито-вакуумные элементы накопителя и их геодезическая выставка; опробована система шипа-электродов для наблюдения искаженной орбиты, в том числе и первого оборота, система коррекции орбиты и нелинейностей. С помощью пучка измерены основные характеристики накопителя /1-2/.

Напомним его структуру (рис.1).

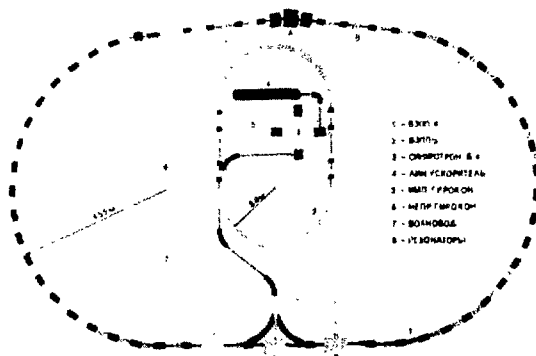


Рис.1. Комплекс ВЭШ-4.

Электрон-позитронный накопитель ВЭШ-4 имеет два полукольца со средним радиусом 45,5 м, соединенных двумя длинными промежутками. В одном из них - длиной 40 м - расположен впуск частиц в накопитель, резонаторы ВЧ-системы и четыре дублета квадрупольных линз, осуществляющих фокусировку и согласование промежутка с полукольцами.

Второй промежуток, длиной около 55 м, предназначен для проведения экспериментов. В нем расположены три места встречи и 15 квадрупольных линз, согласующих в местах встречи необходимые параметры пучков.

В центральном месте встречи будет установлен магнитный детектор МД-1 с объемом поля  $9,5 \text{ м}^3$ , являющийся частью магнитной структуры накопителя. Поле в детекторе направлено перпендикулярно плоскости орбиты пучков, что позволяет проводить анализ продуктов реакции, вылетающих даже под нулевым углом.

С каждой стороны от МД-1 стоят дополнительные поворотные магниты, поле в которых направлено в ту же сторону, что и в МД-1. Между доворотным магнитом и линзой находится система пропорциональных камер для регистрации рассеянных электронов в процессах двойного электророзрождения:



Эта система обеспечивает регистрацию рассеянных электронов с потерей энергии 14–50%. Кроме того, предусматривается смещение положения орбиты по радиусу внутрь для регистрации электронов с меньшей потерей энергии. Так, при энергии 3,5 ГэВ можно регистрировать электроны с потерей энергии 5%. Точность измерения энергии рассеянных электронов будет составлять  $\sim 1\%$ . Эффективность регистрации зависит от процесса и энергии и колеблется от 1 до 30%.

Одной из серьезных проблем при проведении экспериментов с использованием МД-1 является проблема фона от синхротронного излучения.

Полукольцо ВЭПП-4 включает в себя 19 элементов периодичности типа *FBFB* с совмещенными функциями фокусировки и поворота. Элемент периодичности состоит из двух магнитных блоков – фокусирующего и дефокусирующего. Каждый магнитный блок на 2/3 занят однородным и на 1/3 фокусирующим (дефокусирующим) полями.

Конструктивно магниты состоят из двух половин с разъемом в медианной плоскости; в верхней половине расположены две шины обмотки сечением 45 см<sup>2</sup>. Между магнитами шины соединены через развязку, выполненную гибким проводником большого сечения.

Обмотки, расположенные в магнитах, и отдельно стоящие дипольные магниты в прямолинейных промежутках создают систему коррекции орбиты по радиусу и вертикали в 53 точках азимута.

Коррекция квадратичной и кубичной нелинейности производится с помощью обмоток, расположенных в фокусирующих частях магнитов, и отдельно стоящих секступолей и октуполей в прямолинейных промежутках. Около 40 элементов на кольце позволяют получать повернутое квадрупольное поле.

Для существенного изменения частот бетатронных колебаний (до  $\Delta Q \sim 1$ ) в фокусирующих (и дефокусирующих) частях магнитов полуколец размещены мощные дополнительные обмотки.

На равновесной орбите ВЭПП-4 нормально отсутствует радиационное затухание радиальных бетатронных колебаний. Для его получения и регулировки в магнитную систему накопителя введен специальный магнит длиной 2,6 метра, позволяющий перераспределять декременты между радиальными и фазовыми степенями свободы.

Магнитная система накопителя рассчитана на протон-антипротонный вариант ВЭПП-НАП и позволяет иметь энергию до 20 ГэВ, что значительно выше максимальной энергии, допускаемой планируемой ВЧ-мощностью и размером вакуумной камеры. На энергии 7 ГэВ радиальный размер электронного и позитронного пучков с учетом необходимого запаса для обеспечения высокого времени жизни составляет 2/3 размера камеры. Существующая система мощной коррекции частот обеспечивает возможность повышения жесткости магнитной системы накопителя, что позволит в будущем иметь энергию 8,5 ГэВ.

Силовое питание магнитов кольца производится от генератора постоянного тока, обеспечивающего получение в ВЭПП-4 максимальной энергии. Питание элементов прямолинейных участков – от тиристорных преобразователей. Раздельное питание элементов экспериментального промежутка обеспечивает гибкость в получении требуемых размеров пучков в местах встречи и позволяет создавать структуру промежутка, оптимальную для эксперимента <sup>1/3</sup>.

Вакуумная камера накопителя сформирована из цельнотянутой нержавеющей трубы. Максимальный внутренний размер камеры 60x27 мм<sup>2</sup>. На концах трехметровых участков камеры, сваренных между собой через сальфоны, установлены трехэлектродные магниторазрядные насосы. Внутренняя по радиусу часть камеры занята распределенным магниторазрядным насосом, работающим на собственном поле накопителя. На противоположной стороне камеры расположен приемник синхротронного излучения, изготовленный из сплюсненной медной позолоченной трубки, охлаждаемой

водой. В прямолинейных промежутках приемники излучения выполнены в виде тонкостенных вертикальных стержней из алюминия; большая часть синхротронного излучения проходит сквозь стенку трубки и поглощается в охлаждающей воде.

Проектный вакуум в камере накопителя ВЭПП-4 с пучком — лучше  $10^{-8}$  Тор на полукольцах и лучше  $10^{-10}$  Тор в местах встречи <sup>/4/</sup>.

Для наблюдения за пучками на кольце ВЭПП-4 установлено 52 пикап-станции, что соответствует 6 точкам наблюдения на одну волну бетатронных колебаний. Предусмотрена возможность использования пикап-электродов для наблюдения за током и положением пучков на первом обороте после инжекции. Для этой же цели на кольце установлены люминофоры и сетчатые вторичноэмиссионные датчики. Естественно, используется возможность наблюдать за пучком по его синхротронному излучению в видимой и рентгеновской областях спектра.

Ускорение частиц и компенсация радиационных потерь в ВЭПП-4 будет осуществляться 6 резонаторами (возможно увеличение их числа до 10), работающими на 221 гармонике частоты обращения ( $\lambda = 1,65$  м). Питание резонаторов будет осуществляться от разрабатываемого в Институте ВЧ-генератора-гирокон мощностью в несколько мегаватт. Ввод этого генератора на полную мощность позволит получить предельную энергию. Уже достигнутая на гироконе ВЧ-мощность 0,5 МВт позволяет получить энергию 6 ГэВ. Кроме того, на ВЭПП-4 установлена легко управляемая вспомогательная ВЧ-система, предназначенная для компенсации нестабильностей ускоряющего напряжения основной системы.

Для организации мест встречи пучков в экспериментальном промежутке оказалось удобным разбить его на две части: симметризирующую (центральное место встречи смещено на 2,3 метра от середины промежутка) и симметричную, включающую в себя 12 квадрупольных линз, магнитный детектор МД-1 и два дополнительных магнита. В этой части расположены три места встречи: центральное — А и два боковых — В и С.

Выбранный вариант экспериментального промежутка и огибающие пучка показаны на рис.2. Параметры мест встречи приведены в таблице 1.

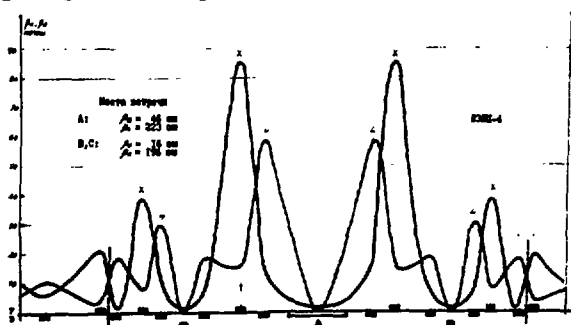


Рис.2. Экспериментальный промежуток ВЭПП-4.

Максимальная светимость в боковом месте встречи показана на рис.3. При больших энергиях светимость ограничена мощностью ВЧ, вкладываемой в пучки. В расчетах принято  $\alpha_{\text{стр}} = 0,05$ .

Уменьшая  $\beta_z$  в месте А до 10–15 см, можно, с потерей вертикального фазового объема накопителя, поднять светимость до  $L = 10^{32}$ . Для этого необходимо осуществить перестройку фокусирующей системы промежутка после накопления пучков, как это было предложено в <sup>/5/</sup>.

Таблица 1. Параметры мест встречи на ВЭПП-4

Место встречи	Светимость $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$	$\beta_2$ (см)	$\beta_1$ (см)	$\psi$ (см)	$l$ (метр)
A	$4 \cdot 10^{31}$	46	223	100	9,5
B,C	$10^{32}$	16,5	195	15	2,8

Здесь  $l$  - длина участков встречи, свободных от квадрупольных линз.

Для уменьшения электромагнитного взаимодействия пучков орбиты  $e^+e^-$  - могут разводиться с помощью электростатических пластин. Достаточное их количество позволяет проводить эксперименты в произвольном месте встречи, а также в любой их комбинации, разводя пучки в неиспользуемых местах встречи, в том числе и на противоположном азимуте. Разведение орбит осуществляется по вертикали, для этого на максимальной энергии требуется приложить к пластинам разность потенциалов не более 50 кВ.

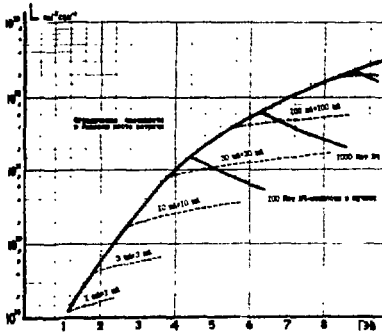


Рис.3. Максимальная светимость накопителя ВЭПП-4.

Предусмотрена возможность многосгустковой работы. При определенной кратности длин бетатронной и ВЧ волн, искажением орбиты электростатическими пластинами вне полукольца можно так разместить возможные места встречи вдоль искаженной орбиты, чтобы на всем кольце оказалось хорошее разведение пучков.

Основные параметры накопителя приведены в таблице 2.

Таблица 2

Максимальная энергия	- 7 ГэВ
Максимальная возможная светимость в месте встречи: в месте встречи А	- $4 \cdot 10^{31} \text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$
в месте встречи B,C	- $1 \cdot 10^{32} \text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$
Периметр	- 366,2 м
Частоты бетатронных колебаний	- 9,2
Коэффициент уплотнения орбит	- 0,0204
Время затухания	- 3 мс
Горизонтальный фазовый объем	- 3,3 мрад·см
Вертикальный фазовый объем	- 0,8 мрад·см
Энергетический разброс ( $\sigma_E/E$ )	- $1,7 \cdot 10^{-3}$
Частота обращения	- 0,819 МГц
Гармоника ВЧ	- 221
Радиационные потери на обороте	- 5,9 МэВ
Полное ускоряющее напряжение	- 10 МВ

Элементы периодичности

Максимум	$\beta_x$	- 12 м
Максимум	$\beta_z$	- 12 м
Максимум	$\psi$	- 2,3 м

Осенью 1977 года на комплексе ВЭПП-4 началась установка нового позитронного источника вместо использовавшейся ранее малоэффективной схемы получения позитронов путем конверсии электронов на энергии 450 МэВ с последующим захватом в накопитель ВЭПП-3. Теперь в качестве источника позитронов используется разработанный в Институте импульсный линейный ускоритель электронов на энергию 40 МэВ <sup>1/6</sup>. ВЧ-питание линейного ускорителя осуществляется от мощного (более 50 МВт) импульсного гирокона с длиной волны 70 см.

Полученные после конверсии позитроны на энергии 7 МэВ (максимум спектра) инжектируются в синхротрон Б-4, где ускоряются до энергии 400-500 МэВ, достаточной для их инжекции и накопления в ВЭПП-3. Новая схема должна обеспечить в 100 раз большее количество позитронов и дать в ВЭПП-4 около 1 мА позитронов в минуту.

Электроны инжектируются в Б-4 непосредственно из линейного ускорителя с понижением его энергии до 7 МэВ.

Накопленные в ВЭПП-3 позитроны или - в других циклах - электроны при энергии 1,8 ГэВ через электронно-оптический канал перебрасываются в ВЭПП-4.

В настоящее время на линейном ускорителе получен ускоренный пучок электронов и после его конверсии - позитронов. Пучки проведены по каналу линейный ускоритель - Б-4. Электроны ускорены в Б-4 до максимальной энергии. Переделана система питания синхротрона Б-4, которая позволяет теперь ускорять и позитроны. Заново изготовлен и собран электронно-оптический канал, соединяющий синхротрон с накопителем ВЭПП-3. В накопителе ВЭПП-3 сменена вакуумная камера, выделено место для установки сверхпроводящей "змейки" (ВЭПП-3 будет работать и для экспериментов с синхротронным излучением), установлены новые пипет-электроды, аналогичные хорошо зарекомендовавшим себя электродам ВЭПП-4. Продолжается работа над магнитным детектором МД-1. В боковое место встречи "С" устанавливается детектор "Оля", работавший ранее на накопителе ВЭПП-2М.

Работы по запуску комплекса ВЭПП-4 продолжаются.

Л и т е р а т у р а

1. Протопопов И.Я. Состояние работ на установке со встречными электрон-позитронными пучками ВЭПП-4. 10-я Международная конференция по ускорителям частиц высоких энергий. Серпухов, 1977, т.1, 421.
2. Дементьев Е.Н. и др. Измерение равновесной орбиты пучка в электрон-позитронном накопителе ВЭПП-4. Доклад на настоящем совещании, том I.
3. Баклаков Б.А. и др. Силовое питание элементов магнитной системы накопителя ВЭПП-4. Доклад на настоящем совещании, том I.
4. Анашкин В.В. Вакуумные системы накопителей заряженных частиц ИЯФ. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям, Дубна, 1976.
5. Status Report on Electron-Positron Storage Ring VEPP-3. The VIII Inter.Conf. on High Energy Accel. CERN, p. 138, 1971.
6. Вассерман С.Б. и др. Запуск позитрон-электронного источника для ВЭПП-4. Доклад на настоящем совещании, том I.



## ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИЙ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТОВ СИНХРОТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Н. А. Моноззон

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры  
им. Д. В. Ефремова, Ленинград

Эффективность практического использования сверхпроводимости в настоящее время не вызывает сомнений и соответствующие исследования и разработки ведутся во все возрастающих масштабах в самых различных областях техники. Это положение в значительной степени обязано опыту создания и эксплуатации крупных установок со сверхпроводящими магнитными системами (СМС), сооруженных для исследований в области физики высоких энергий. Так, в течение ряда лет успешно работают СМС пузырьковых камер с многотонными сверхпроводящими криостатическими стабилизированными обмотками постоянного тока, характеризующиеся запасами энергии в сотни МДж [1].

Успешно эксплуатируются в ряде ускорительных центров магнитооптические системы постоянного поля с внутренне стабилизированными обмотками с большой плотностью тока.

Одной из наиболее сложных задач практического использования сверхпроводимости является создание СМС для синхротронов и накопителей частиц высоких энергий, требующих генерирования изменяющихся во времени магнитных полей. Это определяется значительными масштабами установок и высокими требованиями к магнитным полям. Сооружение этих установок приводит к необходимости разработки конструкций и технологических процессов, позволяющих осуществлять высокопроизводительное массовое производство крупных изделий с прецизионными характеристиками.

При разработке СМС ускорителей должны быть решены следующие вопросы:

- а) обеспечение жестких допусков на магнитное поле и стабильности характеристик магнитов в течение многих рабочих циклов;
- б) максимальное использование токонесущей способности сверхпроводников;
- в) обеспечение минимума деградации и тренировки;
- г) сведение к минимуму тепловыделений в области криогенных температур;
- д) обеспечение надежной защиты при случайных переходах обмоток в нормальное состояние;
- е) обеспечение высокой степени технологичности изготовления и достаточной эксплуатационной надежности.

Для изучения указанных вопросов и поиска оптимальных инженерных решений в целом ряде лабораторий в конце шестидесятых и начале семидесятых годов были начаты обширные исследования, включающие испытания моделей и полномасштабных прототипов магнитов. В результате этих исследований были выяснены многие вопросы работы СМС с пульсирующими полями. Тем не менее в настоящее время не представляется возможным однозначно определить наиболее целесообразные варианты конструкций для целого ряда основных узлов СМС синхротронов.

Ниже на примерах разработок крупнейших из сооружаемых синхротронов со сверхпроводящими обмотками - накопителя протонов "Изабелла" в БНД и удвоителя энергии "Даблера" в Фермилаб - и разработки проекта УНК для ИФВЭ рассматриваются особенности конструкции СМС синхротронов.

## А. Проект "Изабелла"

Разработка проекта "Изабелла", проводившаяся в течение ряда лет в БНЛ, предусматривала сооружение двух накопительных колец для накопления протонов с энергией в 30 Гэв, медленного ускорения их до энергии 200 Гэв и формирования встречных пучков с энергией 200 x 200 Гэв [1 + 6] .

Основные параметры магнитной системы (каждого кольца):

Количество диполей . . . . .	264
Поле в центре сечения камеры . . . . .	$B(0,0) = 0,6 - 4 \text{ Т}$
Внутренний диаметр тепловой камеры . . . . .	$\alpha = 8 \text{ см}$
Внутренний диаметр обмотки . . . . .	$d_i = 12 \text{ см}$
Длина диполя . . . . .	$L_d = 4,25 \text{ м}$
Номинальный ток . . . . .	3400 А
Количество квадруполов . . . . .	216
Градиент . . . . .	$G = 0,081 - 0,54 \text{ Т/см}$
Длина квадруполя . . . . .	$L_k = 1,5 \text{ м}$
Система охлаждения - циркуляционная сверхкритическим гелием.	
Мощность рефрижератора (при 4,5 К) . . . . .	$P_p = 17 \text{ кВт.}$

На рис.1а и б показана конструкция диполя и поперечное сечение его обмотки. Магнитное поле формируется однослойной обмоткой из шести секций на полюс с приблизительно косинусоидальным законом распределения витков по секциям. Обмоточный провод - лента, сплетенная из 97 проволок диаметром 0,3 мм с 517 нитями Nb-Ti толщиной ~10 мкм. Матрица медная с оболочкой из Cu-Ni. Лента замоничена припоем из Sn-Ag и изолирована лентой из стеклоткани, пропитанной эпоксидом. Размер незащищенной ленты 16,8 x 0,61 мм<sup>2</sup>. Коэффициент заполнения ленты проволокой 0,71, коэффициент заполнения проволоки сверхпроводником - 0,39. Под основной обмоткой установлены корректирующие секступольные и декапольные обмотки. Ферромагнитный экран из ламинированного железа с радиальным размером 15 см используется в качестве бандажа, осуще- ствляющего предохранительное обжатие обмотки с целью предотвращения деградации, уменьшения тренировки и смещений проводников в течение рабочего цикла и тем самым обеспечения стабильности магнитных характеристик диполя. Охлаждение диполя осуществляется закритическим гелием, циркулирующим по каналам на внутренней и наружной поверхностях обмотки. Вес диполя 5000 кг, запас энергии магнитного поля - 465 кДж. Обжатие обмотки осуществляется путем посадки экрана, находящегося при комнатной температуре, на охлажденную в жидком азоте обмотку.

Описанная конструкция диполей была выбрана в результате испытаний трех серий моделей:

- 1) 8 моделей с  $d_i = 5 \text{ см}$ ,  $L = 0,35$ ,
- 2) 6 моделей с  $d_i = 8 \text{ см}$ ,  $L = 1 \text{ м}$ ,
- 3) 6 полномасштабных прототипов диполей (МК I - МК VI).

Конструкция квадруполя аналогична конструкции диполя. Поперечное сечение квадруполя показано на рис.2. Его обмотка выполнена из такого же проводника, как у диполя. Параметры обмотки выбраны таким образом, чтобы ее можно было включить последовательно с обмотками диполя. Для подстройки частоты бетатронных колебаний предусмотрена дополнительная квадрупольная обмотка, рассчитанная на 10% намагничивающей силы основной обмотки. Кроме того, на квадруполе расположены 5 мультипольных корректирующих обмоток.

Наряду с исследованиями магнитов с однослойной обмоткой был изготовлен

диполь с двухслойной обмоткой с  $d_i = 8,5$  см  $L = 1$  м, на котором было получено поле 6,2 Т.

Ниже приведены некоторые результаты испытаний прототипов магнитов накопителя "Изабелла".

а) Тренировка

Тип магнита	Однослойный диполь (МК У, МК У1)	Двухслойный диполь	Квадруполь
Номинальное поле (Т)	3,95	6,0	
Номинальный градиент (Т/см)			0,508
Поле при первом переводе в нормальное состояние (Т)	4,12	4,96	
Градиент при первом переходе в нормальное состояние (Т/см)			0,58
Поле в конце тренировки (Т)	4,9	6,2	
Градиент в конце тренировки (Т/см)			0,71
Количество переходов при тренировке	9	24	15

б) Распределение поля

Исследование диполей показало заметное влияние остаточного намагничивания и насыщения экранов на изменение гармонического состава поля в течение рабочего цикла. Однако использование корректирующих обмоток позволяет довести искажения поля до допустимых значений. В следующей таблице приведены величины искажений поля на расстоянии 4 см от центра камеры ( $-\frac{3}{4} \frac{d_i}{2}$ ), обусловленные квадратичной нелинейностью.

$B_T$	1	2	3	4	4,5	
$\frac{\Delta B}{B} 10^3$	-2,4	-2,3	-0,96	4,56	5,84	без коррекции
$\frac{\Delta B}{B} 10^4$	-1,28	-1,12	-0,48	0,96	1,60	при наличии коррекции

в) Поведение обмоток при переходе в нормальное состояние

Для предотвращения повреждений от перегревов при переходе сверхпроводящей обмотки в нормальное состояние гашение поля и обесточивание обмотки должно производиться за время  $t = 1$  с. Большая скорость распространения нормальной фазы, обнаруженная при исследовании диполей, позволила осуществить гашение поля на собственном сопротивлении обмотки и выделить в ней всю энергию магнитного поля диполя при достаточно равномерном и безопасном нагреве.

Б. Проект "Даблера" [1,7 - 19]

Как известно, для удвоения энергии и получения протонов с энергией 1000 ГэВ в ФНАД запроектирована установка в существующем туннеле сверхпроводящего магнита, включающего 774 диполя длиной 6,7 м с полем на орбите 4,23 Т при энергии 1 ТэВ и 180 квадруполов длиной 1,65 м с градиентом 0,95 Т/см при энергии 1 ТэВ. Предусматривается следующий рабочий цикл: подъем поля и ускорение от энергии 100 ГэВ до 1 ТэВ - 20 с, "площадка" поля - 20 с и спад поля - 20 с. При разработке проекта большое внимание уделено созданию конструкции, требую-

шей минимальных затрат на изготовление, снижению криогенной мощности и сведению к минимуму эффектов тренировки и деградации сверхпроводников при обеспечении высокого качества магнитного поля. Конструкция СМС "Даблера" существенно отличается от конструкции СМС "Изабеллы".

В отличие от "Изабеллы" у "Даблера" используются ненасыщенные магнитные экраны, вынесенные в теплую область. Ненасыщенные экраны приводят к меньшим искажениям распределения поля в течение рабочего цикла и облегчают коррекцию магнитного поля; вынесение экранов в теплую область уменьшает мощность криогенного охлаждения. Так как создание технологичного прецизионного диполя является значительно более сложной задачей, чем создание квадрупольа, и характеристики и трудоемкость изготовления диполей являются определяющими для всей СМС, основные усилия при разработке СМС были сконцентрированы на разработке диполей. Для отработки конструкции были изготовлены и испытаны десятки моделей длиной 0,3 и 1,5 м и более 100 полномасштабных прототипов диполей. В процессе изготовления и экспериментального исследования этих магнитов вносились усовершенствования в конструкцию и технологию изготовления и получены ценные данные, необходимые для разработки рациональных конструкций СМС ускорителей. На рис.3 показан поперечный разрез диполя серии E22 (22 фута - 6,7 м). Таких диполей было изготовлено несколько десятков.

С целью снижения трудоемкости производства у диполей используется двухслойная секторная обмотка с равномерным заполнением секторов сверхпроводником и бандаж из штампованных, собранных внахлестку и склеенных между собой "полуколец", обеспечивающих азимутальное и радиальное обжатие обмоток. Внутренний диаметр обмотки - 76 мм. Для отвода потерь применяется система охлаждения недогретым гелием, непрерывно обменивающимся теплом с обратным потоком двухфазного гелия. Для сверхпроводящих обмоток используется однополюсный провод из 23 проволок диаметром 0,69 мм с 2100 восьмикронными нитями из Nb -  $T_c$  в медной матрице, сформированных в ленту трапецеидального сечения шириной 7,8 мм и толщиной 1,1 - 1,4 мм. Для увеличения поверхностного сопротивления и уменьшения электрической связи между отдельными проволоками, они облужены припоем из олова с небольшой добавкой серебра. Витковая изоляция - лавсан толщиной 0,025 мм вполнахлестку и пропитанная небольшим количеством эпоксида подсушенная стеклоткань толщиной 0,17 мм вразбежку для обеспечения доступа охлаждающего гелия к сверхпроводнику.

На рис.4 показаны кривые намагничивания и тренировка диполя E22-19 и на рис.5-картины распределения поля ряда диполей. При исследовании диполей было установлено, что для получения достаточно стабильных характеристик, малой тренировки и снижения потерь из-за неупругих деформаций следует не допускать деформаций обмоток в течение рабочего цикла, превышающих 0,1 мм.

На рис.6 показана картина распределения поля у диполя R AD-99, изготовленного в 1978 г. Как видно из рисунка, измеренное распределение поля существенно лучше, чем у диполей E22-I - E22-33 и мало отличается от расчетных значений. Измеренный теплоприток в область гелиевых температур составляет около 6 Вт/диполь, а динамические потери - около 10 Вт/диполь при номинальном рабочем цикле. Сравнительно недавно было внесено изменение в конструкцию бандажа (рис.7), увеличившее его жесткость и устойчивость по отношению к циклическим механическим нагрузкам, возникающим при работе ускорителя.

Ряд исследований был выполнен для разработки системы защиты при переходе обмоток в нормальное состояние. Для предотвращения местных перегревов в связи с недостаточно большой скоростью распространения нормальной фазы предусматривается использование нагревателя, заложенного в обмотку для искусствен-

ного увеличения скорости распространения нормальной фазы и обеспечения равномерного распределения энергии по всей обмотке.

В лаборатории разработана и установлена в 1977 г. технологическая цепочка, позволяющая изготавливать 1 диполь в день и создан стенд для испытаний в день нескольких диполей. Продолжаются усовершенствования конструкции, направленные на повышение стабильности магнитных характеристик, снижение потерь энергии в обмотках и улучшение других параметров диполей.

#### В. Проект УНК [20 + 24]

В сверхпроводящем синхротроне УНК предусматривается ускорение протонов от энергии 400 ГэВ до 3 ТэВ. Режим работы - 1 рабочий цикл за 78 с (по 20 с подъем и спад поля и 38 с "площадка" поля). Параметры сверхпроводящей магнитной системы УНК представлены в следующей таблице.

Наименование	
Количество диполей	2160
Количество квадрупольей	720
Поле диполя при 3 ТэВ	5 Т
Поле при инжекции	0,67 Т
Скорость изменения поля	0,25 Т/с
Градиент квадрупольей при 3 ТэВ	0,737 Т/см
Апертура камеры	7 x 6 см <sup>2</sup>
Магнитная длина диполя	5,8 м
Магнитная длина квадрупольей	2 м
Среднеквадратичный разброс полей диполей	5.10 <sup>-4</sup>
Допуск на квадратичную добавку к полю в апертуре диаметром 70 мм	15.10 <sup>-4</sup>
Допуск на нелинейность четвертого порядка	3.10 <sup>-4</sup>

Из таблицы видно, что к магнитной системе УНК предъявляются высокие требования. Суммарная длина магнитной системы, поле на орбите и скорость его изменения в 2,6 и 1,2 раз превосходят соответствующие параметры "Даблера". Это, естественно, увеличивает сложность создания магнитной системы УНК. После изучения опыта, накопленного в БНД, Фермилаб и других зарубежных центрах, а также НИИЭФА и МРТИ по разработке сверхпроводящих магнитных систем, в основу разработки УНК были положены следующие принципы:

- а) использование секторных обмоток с минимальным количеством слоев (два слоя);
- б) использование однополюсного токнесущего элемента из проволок диаметром 0,85 мм с десятимикронными нитями и коэффициентом заполнения проводки сверхпроводником - 0,35±0,40. Сверхпроводник - NbTi<sub>2</sub>;
- в) использование для магнитного экрана теплого насыщенного железа;
- г) использование циркуляционного охлаждения обмоток сверхкритическим гелием;
- д) применение "холодной" камеры;
- е) разработка конструкции на основе минимального применения механической обработки.

Эти соображения направлены на снижение общей трудоемкости изготовления магнитной системы, ее стоимости, криогенной мощности и не приводят к необхо-

димости создания таких материалов и технологических процессов, которые не могут быть освоены в ближайшем будущем.

В качестве первоочередной задачи, так же как и при разработке проектов "Изабелла" и "Даблер", рассматривается разработка диполя. Разработка диполя ведется в тесном сотрудничестве в НИИЭФА, ИФВЭ, МРТИ и Сакле. Для обмоток используется однополюсной провод трапецеидального сечения из 23 проводов, покрытых для уменьшения потерь в рабочем цикле высокоомной оболочкой.

Ввиду большой важности жесткого и точного закрепления обмоток и предотвращения их перемещений во время рабочего цикла, которые приводят к тренировке и деградации сверхпроводников и к искажениям в распределении магнитного поля, для диполей УНК разрабатываются различные варианты конструкций бандажей. Окончательный вариант будет выбран после соответствующих испытаний моделей.

В Сакле разрабатывается конструкция по типу "Даблера" и наряду с системой охлаждения, примененной в "Даблере", будут исследованы медные теплопроводы для передачи тепла от обмоток к аксиальным каналам с циркулирующим гелием.

В ИФВЭ в порядке реализации программы разработки диполей была изготовлена и испытана однометровая модель. Обмотка - секторная по типу "Даблера", трехслойная, бандаж - кольцевой, насажен на охлажденную в жидком азоте обмотку. Испытание было проведено при наружной системе охлаждения без железного экрана. Было получено поле в камере 3,9 Т и достигнуто 90 % тока короткого образца. Тренировка не наблюдалась.

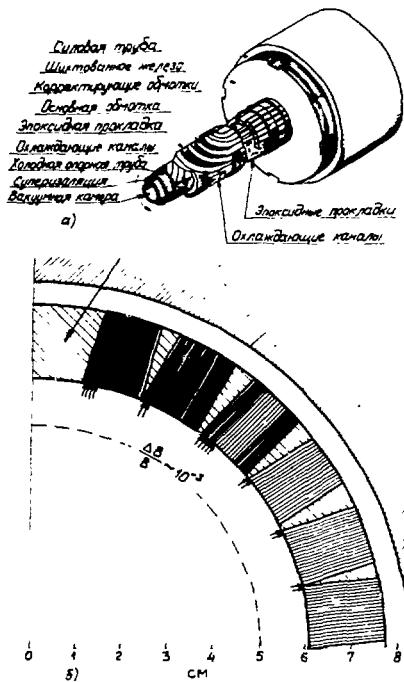
В НИИЭФА при разработке конструкции диполя рассматривается несколько вариантов удержания и предварительного обжатия обмотки, которые будут исследованы на моделях прототипов диполей МПДИ-1, МПДИ-2 и МПДИ-3, изготавливаемых в настоящее время. У этих моделей для уменьшения неоднородности магнитного поля в рабочей камере осуществляется азимутальная разрядка обмотки с помощью прокладок. У модели МПДИ-1 предусмотрена посадка нагретого до температуры  $150+200^{\circ}\text{C}$  бандажа из колец из нержавеющей стали на охлажденную в жидком азоте обмотку. У моделей МПДИ-2 и МПДИ-3 обжатие обмотки осуществляется путем встречного перемещения в специальных приспособлениях замкнутых колец или полуколец бандажа и их взаимного механического скрепления по оси магнитного потока. Во всех вариантах предварительное обжатие осуществляется за счет создания напряженного состояния бандажей с помощью механических креплений и склейка ламинированных элементов бандажа служит в качестве дополнительной меры, увеличивающей жесткость конструкции.

На моделях НИИЭФА будут исследованы две системы циркуляционного охлаждения обмоток - система, аналогичная применяемой в "Даблере" и использующая естественную конвекцию для отвода тепла от обмоток, и система принудительной прокачки однофазного гелия по каналам, размещенным на поверхностях обмоток. Так же как у "Даблера" предусматривается охлаждение однофазного гелия путем его теплообмена с обратным потоком двухфазного гелия.

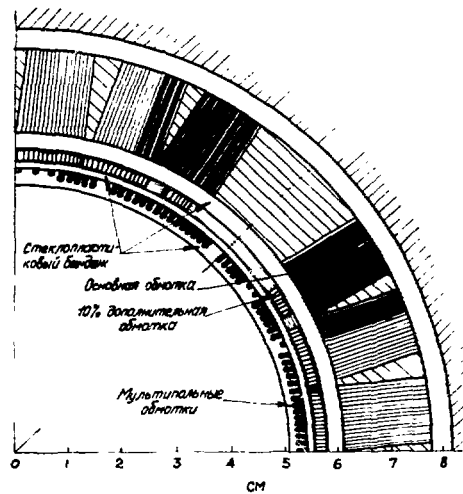
На рис. 9 показана обмотка однометровой модели СДМ6, близкой по конструкции к МПДИ-1 и изготовленной до разработки моделей серии МПДИ. На этой модели каждый слой двухслойной обмотки имитируется двумя слоями однополюсных проводов из 9 проводов диаметром 0,85 мм с ниобий-титановыми нитями. Предварительное обжатие обмотки и ее закрепление осуществлено с помощью бандажей из дюралюминиевых колец, нагретых до температуры  $200^{\circ}\text{C}$  перед посадкой их на находящуюся при комнатной температуре обмотку. При испытании после относительно непродолжительной тренировки был практически достигнут ток короткого образца и полная величина расчетного поля - 4,45 Т в центре камеры и 5,3 Т на обмотке.

## Литература

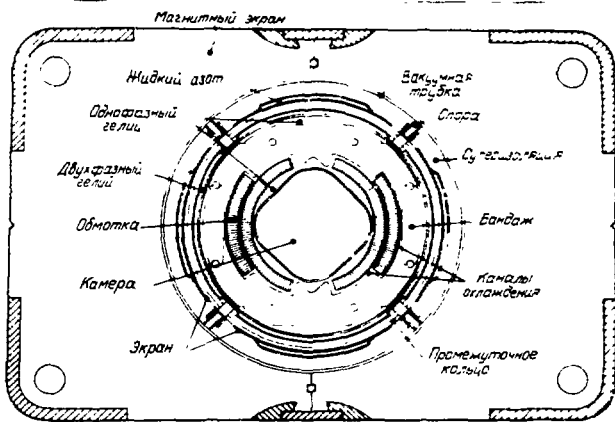
1. P.I.Reardon. IEEE Trans. Magn. Sci. MAG-13, N1 (1977), 704.
2. I.A.Bamberger et al. IEEE Trans. Magn. Sci. MAG-13, N1 (1977), 696.
3. A.D.Mc Inturff et al. IEEE Trans. Magn. Sci. MAG-13, N1 (1977), 275.
4. A.D.Mc Inturff et al. IEEE Trans. Nucl. Sci. N5-24, N3 (1977), 1242.
5. A.D.Mc Inturff. Труды всемирного электротехнического конгресса. ВЭЛК. Москва, июнь 1977.
6. P.F.Dahl. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц. Протвино. Июнь 1977. Т. II, стр.192.
7. The Energy Doubler. A Progress Report for the Energy Doubler, Saver, June 1976, Fermi Nat. Accel.Lab., Batavia.
8. A. van Steenbergen. Design of a 400x400 GeV Version of ISABELLE. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Т. I, с.150, Протвино, 1977.
9. Fermilab Tev Program. Superconducting Magnet Ring. Apr.-May 1977, Batavia.
10. R.Yamada et al. IEEE Trans. on Nucl. Sci., N5-24, N3 (1977).
11. P.Livdahl. Status of the Fermilab Energy Doubler/Saver Project. IEEE Trans. on Nucl. Sci., N5-24, N3 (1977).
12. W.B.Fowler. The Energy Doubler/Saver at Fermilab. A Status Report. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц. Протвино, июнь 1977. Т. I, с.110.
13. R.Jamada et al. Production Test on Energy Doubler Magnets Fermi Nat. Accel. Lab., TM 741, Aug.1977.
14. R.R.Wilson. The Tevatron, Physics Today, Oct.1977.
15. A Design Report for the Energy Saver Project. Jan.1978. Fermi Nat. Accel. Lab. Batavia.
16. R.Yamada. Tevatron. Доклад в Токио. Август, 1978.
17. W.B.Fowler. Work on the Energy Doubler/Saver Fermilab Report. Aug.1978.
18. G.Biallas et al. The Support and Cryostat System for Doubler Magnets, Sept.1978.
19. K.Koepke et al. Fermilab Doubler Magnet Design and Fabrication Techniques. Sept.1978.
20. В.И.Балбеков и др. Ускорительно-накопительный комплекс ИФВЭ. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц. Протвино, июнь 1977. Т. I, с.127.
21. В.И.Балбеков и др. Ускорительно-накопительный комплекс ИФВЭ (состояние работ). Доклад на настоящем совещании, том I.
22. В.Л.Васильев и др. Модели МПДД прототипа диполей УНК. Доклад на настоящем совещании, том I.
23. В.Л.Васильев и др. Результаты испытаний моделей сверхпроводящих дипольных магнитов СДМЗ и СДМБ. Доклад на настоящем совещании, том I.
24. В.И.Балбеков и др. Разработка и испытание сверхпроводящего импульсного диполя ДА1-1. Доклад на настоящем совещании, том I.



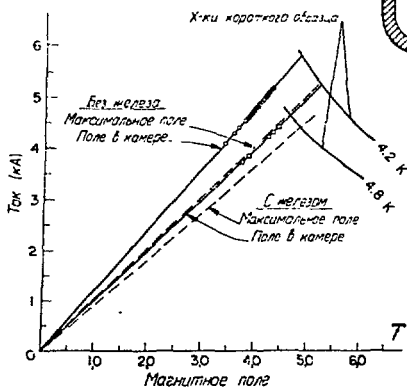
Р и с. 1. "Изабелла"  
а) конструктивная  
схема; б) обмотка.



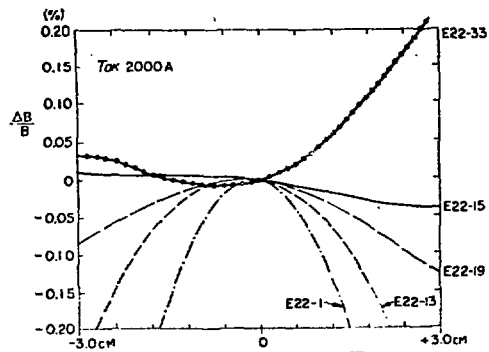
Р и с. 2. Квадруполь "Изабелла".



Р и с. 3. Диполь "Даблера".

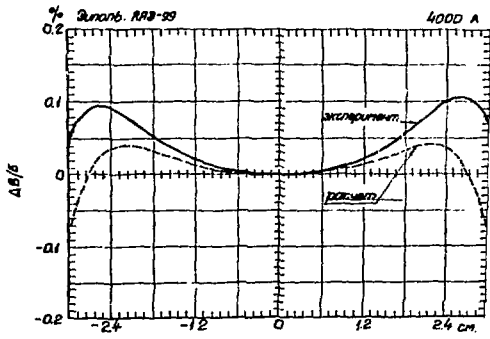


Р и с. 4. Кривые намагничивания и тренировки прототипа "Даблера" E22-19.

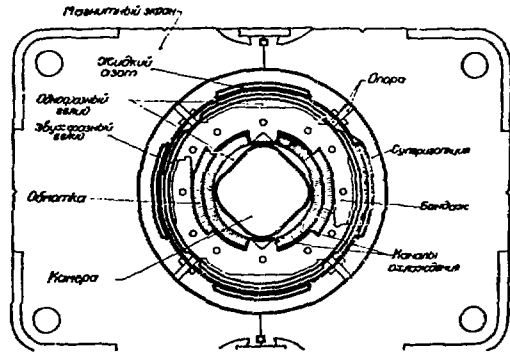


Р и с. 5. Поле в камере прототипов "Даблера" E22-1 + E22-33.

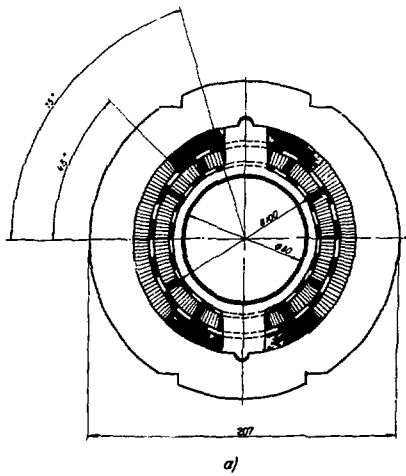




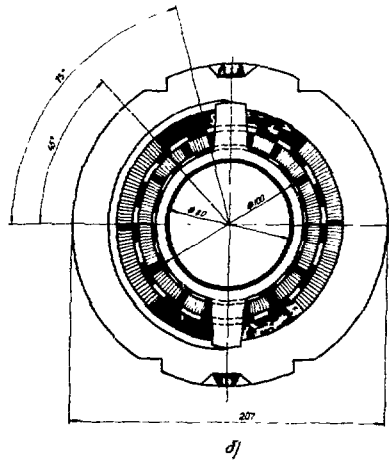
Р и с. 6. Поле диполя "Даблера РАД-99".



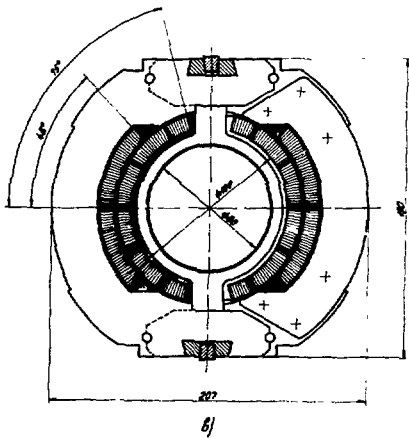
Р и с. 7. Диполь "Даблера" с бандажом типа 5.



а)



б)



в)

Р и с. 8. Модели прототипа диполей УНК  
а) МПД1-1; б) МПД1-2; в) МПД1-3.



Р и с. 8. Обмоточный блок СДМ-6.

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНОЕ СЛОВО ПРЕДСЕДАТЕЛЯ ОРГКОМИТЕТА VI ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ  
ПО УСКОРИТЕЛЯМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ т. Васильева А.А.

Уважаемые товарищи, дамы и господа, коллеги! Подошло к концу VI Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц. Прошедшие три дня были наполнены напряженным трудом.

На совещании было заслушано более 150 докладов, часть из которых была представлена нашими зарубежными коллегами.

На двух пленарных сессиях Совещания, посвященных обсуждению больших проектов, были зачитаны приглашенные доклады. В докладе, который сделал К.П. Мызников, сообщалось о ходе работ по проектированию УНК ИФВЭ — крупного ускорительного комплекса, который намечено создать в Протвино. Проектом предусматривается размещение в одном туннеле длиной более 19 км трех колец — одного обычного, где будет происходить ускорение протонов до 400 ГэВ, сверхпроводящего кольца для ускорения протонов до энергии 3000 ГэВ, а также сверхпроводящего накопительного кольца. Предусматривается также возможность ускорения электронов и позитронов и их столкновения.

С большим вниманием и интересом был заслушан доклад Р. Вильсона, посвященный описанию проекта "Тэватрон". Проект предусматривает сооружение сверхпроводящего кольца на энергию 1000 ГэВ в туннеле существующего ускорителя на энергию 500 ГэВ.

Состоянию дел и планам развития работ на ускорителе ФНАЛ посвящено выступление Д. Джонсона, в котором сообщалось, в частности, о новом источнике для ускорителя ФНАЛ /500 ГэВ/, работах по электронному охлаждению, о применении пучков ускоренных частиц для медицинских целей.

С большим интересом был встречен участниками Совещания доклад академика А.Н. Скрипского о перспективах развития установок со встречными пучками, которые в настоящее время превратились в один из основных инструментов физики высоких энергий.

В докладе Ю.Н. Денисова описана схема комплекса, разрабатываемого для ускорения ионов всех элементов таблицы Менделеева в диапазоне энергий от сотен МэВ до нескольких ГэВ на нуклон. Такой ускорительный комплекс открывает новые возможности для исследований в области релятивистской ядерной физики и изучения сверхплотных, нейтронных и других аномальных ядер.

Большой интерес вызвал доклад профессора Р. Мартина из Аргоннской национальной лаборатории США о применении тяжелых ионов высоких энергий для осуществления управляемой термоядерной реакции в так называемых инерциальных системах.

Обширный и интересный материал содержался в докладах сотрудников ИЯФ СО АН СССР Н.С. Диканского, В.Е. Балакина, И.М. Протопопова об электрон-позитронных накопителях различных типов.

Прогресс в освоении сложной технологии создания сверхпроводящих магнитов для ускорительных установок на высокие энергии отражен в докладе Н.А. Монозонца.

С.С. Герштейном сделан интересный доклад о современных проблемах в области физики элементарных частиц, в котором отмечены узловые задачи, требующие для своего решения продвижения в область энергий в сотни и тысячи ГэВ в центре масс.

На сессии "Ускорители тяжелых ионов" /председатель Г.Н.Флеров/ большинство выступлений было посвящено циклическим машинам: Ю.Ц.Оганесян сделал доклад о циклотроне У-400, сооружение которого завершается в ЛЯР ОИЯИ, Н.И.Веников - о реконструкции циклотрона ИАЭ им. И.В.Курчатова.

В докладе И.А.Шукеево исследовался вопрос об ускорении ионов с различными зарядами.

Доклад Р. Вьене /Франция/ посвящен реконструкции протонного синхротрона "Сатурн-2", доклад Д.Ионгена /Бельгия/ - разработке одного из типов источников для получения ионов с высокой зарядностью.

В.А.Бомко /ХФТИ/ выступил с сообщением об оптимизации ускоряющей структуры линейного ускорителя, в котором ускоряющая структура типа встречных штырей с трубками дрейфа, возбуждаемая на волне  $H_{111}$ , позволяет создавать компактные ускорители на энергию до 10 МэВ/нуклон.

На сессии "Встречные пучки" /председатель академик А.Н.Скринский/ в докладах, представленных ИЯФ СО АН СССР, обсужден широкий круг вопросов, касающихся новых проблем и идей в физике встречных пучков, а также результаты, полученные на работающей установке ВЭПП-2М.

На сессии были заслушаны доклады по электронному охлаждению, посвященные как экспериментальному, так и теоретическому исследованию этого эффекта, обсуждены вопросы оптимизации стохастического охлаждения. Следует с удовлетворением отметить, что метод охлаждения пучков сейчас уже стал одним из основных компонентов проектов установок со встречными протон-антипротонными пучками.

Большой интерес вызвали доклады, посвященные новому подходу к созданию ускорителей со встречными электрон-позитронными пучками на сверхвысоких энергиях, в частности были обсуждены вопросы получения очень большого прироста энергии - до 100 МэВ/м.

Сравнительно большой разброс энергий частиц в сталкивающихся пучках работающих сейчас накопителей по сравнению с собственными энергетическими ширинами исследуемых резонансов делает сложным, а в некоторых случаях недоступным, получение детальной информации о них. В докладе сотрудников ИЯФ СО АН СССР предложен способ преодоления возникших трудностей и получения в экспериментах энергетического разрешения, сравнимого с ширинами этих резонансов.

На сессии "Циклические и линейные интенсивные ускорители" /председатель Ю.Н.Денисов/ три доклада /Дж.Сэмпл, Д.Дутто - ТРИУМФ, Л.А.Саркисян - МГУ/ были посвящены характеристикам циклотрона ТРИУМФ и возможностям дальнейшего развития циклотронного метода ускорения для получения высокоточных пучков частиц больших энергий.

Три доклада /И.М.Капчинский, СССР, Н.В.Лазарев, СССР, Е.В.Поттмайер, США/ содержали описание проектов высокоточных линейных ускорителей с литиевыми мишенями для генерации больших потоков нейтронов / $\sim 10^{15}$  н/см<sup>2</sup>.с/ с энергией  $\sim 14$  МэВ. Эти источники нейтронов предназначены в основном для материаловедческих исследований в связи с работами по термоядерным установкам.

В докладах А.П.Федотова и Ю.М.Адо обсуждались проблемы использования ускорителей для наработки расщепляющихся материалов, что представляется в настоящее время перспективным в связи с принципиальной возможностью создания высокоэффективных высокоточных ускорителей на энергии в сотни МэВ.

В докладе Н.К. Абросимова и др. содержится интересное предложение о применении электростатической фокусировки в центральной области синхротрона ЛИЯФ. Сравнительно простыми средствами авторам удалось увеличить ток внутреннего пучка в 3 раза.

На сессии "Новые методы ускорения" /председатель В.П.Саранцев/ заслушано 11 докладов, касающихся современного состояния дел на установках по коллективному ускорению ионов.

В течение 1977-78 гг. были получены новые важные результаты на установках в Дубне и Гаршинге. На прототипе ускорителя тяжелых ионов в Дубне ускорены ионы азота до энергии 2 МэВ/нуклон с интенсивностью  $5 \cdot 10^{11}$  частиц/цикл. Проведен процесс ускорения более тяжелых элементов (аргон, ксенон). Создание установки "Пусторекс" в ФРГ вступило в завершающую стадию, ведутся работы по инжекции электронов, сжатию и выводу колец.

Необходимо отметить также работы в СССР по коллективному ускорению ионов в системе с изолированным анодом, проводимые в Томске. Получено 14-кратное увеличение энергии ионов по сравнению с энергией электронов.

Часть докладов была посвящена теоретическим исследованиям, в частности изучению систем многооборотной инжекции, неадиабатичности процесса формирования электронных колец, нелинейной стадии циклотронно-фокусировочной неустойчивости.

На второй части сессии "Новые методы ускорения" /председатель А.Н.Диленко/ были заслушаны доклады, в которых обсуждались следующие вопросы: создание малогабаритных сильноточных линейных ускорителей, которые могут быть использованы в качестве инжекторов для коллективных ускорителей - это доклады ИАЭ, НИИ ЯФ при ТПИ, ИВГ АН СССР; взаимодействие сильноточных пучков с различными резонаторными системами - доклады ОИЯИ, ИРТИ АН СССР; формирование электронных колец с помощью сильноточных РЭН (НИИ ядерной физики при ТПИ). Обсуждение докладов на сессии подтвердило безусловную перспективность дальнейших исследований по этой тематике.

На сессии "Радиотехнические и радиоэлектронные системы ускорителей" /председатель А.А.Кузьмин/ были заслушаны доклады, касающиеся различных вопросов создания автоматизированных систем управления ускорительными комплексами, радиотехнических и радиоэлектронных устройств ускорителей различных типов.

В обзорном докладе В.И.Нифонтов сообщил, что во многих ускорительных центрах СССР широко и успешно разрабатываются и эксплуатируются автоматические системы управления ускорителями с использованием малых и средних ЭВМ.

Большой интерес представляет система измерения положения равновесной орбиты пучка в ВЭПП-4, разработанная в ИЯФ СО АН СССР, позволяющая измерять положение равновесной орбиты с точностью 0,15 мм.

Из обзорного доклада В.В.Ельяна о бесконтактных методах измерения параметров пучков в ускорителях на высокие энергии следует, что для измерения профиля пучка с высоким разрешением в протонных ускорителях на энергию выше 100 ГэВ может оказаться более предпочтительным использование модуляционного излучения протонного пучка.

Доклады из ряда организаций были посвящены весьма сложной задаче построения мощных ускоряющих систем для УНК ИФВЭ, а также модернизации этих систем в ускорителе ИФВЭ на 70 ГэВ.

На сессии "Ионные источники и сверхпроводящие СВЧ-системы" /председатель О.А.Вальднер/ оживленная дискуссия состоялась по докладу Ю.А.Быковского "Лазерные источники ионов". На этот тип источников возлагаются в настоящее время большие надежды, связанные с получением ионов большой зарядности.

Большой интерес вызвал доклад Л.М.Севряжковой о перспективах использования сверхпроводящих СВЧ-систем.

На сессии "Магнитные системы, включая сверхпроводящие" /председатель О.А.Гусев/ были заслушаны доклады, касающиеся построения магнитных систем и формирования магнитных циклов ускорителей заряженных частиц на высокие энергии. Значительный комплекс исследований был проделан НИИЭФА, ИФВЭ и ОИЯИ по исследованию сверхпроводящих дипольных магнитов для ЛНК ИФВЭ.

На сессии "Проблемы эффективности использования ускорителей для физического эксперимента; мишени и транспортировка пучков" / председатель И.В.Чувило/ было доложено 14 докладов, которые можно разбить на две группы.

В докладах первой группы излагались результаты исследований и разработок мер, направленных на повышение интенсивности ускоряемых в ускорителях пучков заряженных частиц. Здесь надо подчеркнуть достигнутые в ИФВЭ результаты по улучшению параметров магнитной системы синхротрона и ее электропитания, что дало возможность достичь устойчивых режимов работы ускорителя с интенсивностью внутреннего протонного пучка, равной  $4,5 \cdot 10^{12}$  протонов в цикле. Важные результаты получены на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ, где значительно улучшены параметры магнитной системы ускорителя и улучшена диагностика пучка.

Работы второй группы касались как практических результатов, так и новых идей по формированию внешних пучков от ускорителей. Здесь следует отметить ряд идей, которые, видимо, найдут применение на будущих ускорителях. Примером этого являются, например, литиевые линзы, разработанные в ИЯФ СО АН СССР.

На сессии " Ускорители для прикладных исследований" /председатель В.А.Глухих/ обсуждены состояние и перспективы развития ускорителей для прикладных исследований и промышленности.

В сообщениях подчеркивалось, что в последние годы возросли масштабы применения ускорителей заряженных частиц в промышленности и медицине, удалось создать различные установки с большой мощностью электронного пучка и приемлемой для производственных условий надежностью.

Интенсивно работают над созданием новых высокоэффективных ускорителей НИИЭФА им. Д.В.Ефремова, ИЯФ СО АН СССР, НИИЯФ при ТПИ и другие организации.

В докладах о работах НИИЭФА, ИЯФ СО АН СССР, НИИЯФ при ТПИ, Саратовского университета были показаны основные разработки ускорителей для радиационно-технологических процессов, дефектоскопии и медицины. Повышение мощности ускорителей и их надежности позволяет расширить область их применения, в частности для решения ряда экологических задач.

Группа сотрудников НИИЭФА им.Д.В.Ефремова и ФЭИ представила сообщение о проектных параметрах и основных конструктивных особенностях секторно-фокусирующего циклотрона РИЦ, который предполагается использовать для производства радиоизотопной продукции.

На сессии по синхротронному излучению заслушан ряд обзорных докладов /С.П.Капица, Г.Н.Кулипанов, Е.Г.Бессонов/, посвященных созданию накопителей и их элементов в различных ускорительных центрах.

Сотрудники ФИАН, ТПИ, ХФТИ, ЕРФИ выступили с сообщениями о состоянии дел по использованию и развитию источников синхротронного излучения в этих институтах. Необходимо отметить перспективность применения источников синхротронного излучения для широкого круга исследований.

На сессии " Динамика частиц в ускорителях и накопителях" /председатель А.А.Коломенский/ было заслушано 11 докладов, содержащих результаты экспериментальных и теоретических исследований, целью которых является совершен-

ствование ныне существующих ускорителей, а также развитие методов расчета проектируемых установок. В работах сотрудников ИФВЭ / Э.А.Мяэ, Е.Ф.Троянов/ приведены результаты исследования линейных резонансов, показана возможность их коррекции. Экспериментальное осуществление предложенных методов позволило существенно улучшить стабильность работы ускорителя ИФВЭ и качество выведенного пучка.

Сотрудниками ИЯФ СО АН СССР /И.С.Дербенев, А.Н.Кондратенко/ рассмотрены методы и конкретные схемы, позволяющие ускорять пучки поляризованных частиц без их деполаризации вплоть до максимальных энергий существующих и проектируемых ускорителей. Кроме того, были доложены /А.Н.Скрябинский, Г.Н.Кулипанов, Н.А.Мезенцев и др./результаты предварительных испытаний сверхпроводящей "змейки" для накопителя ВЭШ-3, предназначенной для генерации мощного ( $\sim 3$  кВт) синхротронного излучения.

Несколько докладов связано с развитием теории движения частиц в ускорителях. Это доклад Л.А.Рогинского и Л.Г.Логизи (МФТИ АН СССР) о движении интенсивных пучков частиц, доклад Е.В.Шпака (ЛФТИ) и доклад Н.Ю.Казаринова (ОИЯИ).

В докладе Е.А.Переведенцева (ИЯФ СО АН СССР) дан общий метод расчета характеристик пучка накопителя с произвольной связью колебаний по всем степеням свободы.

В целом, доклады, представленные на VI Всесоюзное совещание, отразили существенный прогресс, который имеет место в развитии ускорителей заряженных частиц.

В заключение разрешите мне от имени участников Совещания, Оргкомитета Совещания выразить большую благодарность дирекции ОИЯИ, сотрудникам международного и издательского отделов, сотрудникам Дома культуры ОИЯИ и гостиниц, нашим переводчикам, сотрудникам Научного совета АН СССР по проблемам ускорения заряженных частиц, сотрудникам институтов ИКАЭ СССР и АН СССР, проделавшим большую работу при подготовке и проведении VI Всесоюзного совещания.

Разрешите также поблагодарить председателей и секретарей сессий, докладчиков, делегатов Совещания, наших гостей из зарубежных стран за активное участие в работе Совещания, пожелать всем участникам Совещания успешной и интересной работы по дальнейшему развитию ускорителей заряженных частиц.

С П И С О К  
участников VI Всесоюзного совещания  
по ускорителям заряженных частиц

АБРАМЯН Е.А.	ВАСИЛИШИН Б.В.	ГУЛЬБЕКЯН Г.Г.	ИВАНОВ Н.И.
АБРОСИМОВ Н.К.	ВАСИЛЬЕВ А.А.	ГУРЕВИЧ А.С.	ИВАШКЕВИЧ С.А.
АДО Ю.М.	ВАСИЛЬЕВ В.Л.	ГУРОВ Г.Г.	ИВКИН В.Г.
АКСЕНОВА Е.К.	ВАСИЛЬЕВ В.Н.	ГУСЕВ О.А.	ИЛОШЕНКО В.И.
АЛЕЙНИКОВ В.Е.	ВАССЕРМАН С.Б.	ДАНИЛОВ В.И.	ИНДРЕАН Г.
АЛЕНИЦКИЙ Ю.Г.	ВАХРУШИН В.П.	ДЕГТЯРЕВА Н.А.	ИНОПИН Е.В.
АЛФЕРОВ В.Н.	ВЕЩГРОВ Р.М.	ДЕМИДОВ Б.А.	ИРКЕГУЛОВ А.Ш.
АЛЬБЕРТИНСКИЙ Б.И.	ВЕНИКОВ Н.И.	ДЕЛИСОВ Ю.Н.	ИССИНСКИЙ И.Б.
АНДЕЛЬФИНГЕР К.	ВЕСЕЛОВ В.А.	ДЕЛИЛАВЯН Л.З.	ЙОНГЕН И.
(ANDELFINGER С.)	ВИЛЬСОН Р.	ДЕОНСОН Д.	(JONGEN Y.)
АНДРОСОВ В.В.	(WILSON R.R.)	(JOHNSON D.E)	КАЛАШНИКОВ В.В.
АНИШЕНКО Н.Г.	ВИШНЯКОВ А.А.	ДИДЕНКО А.Н.	КАЗАРЯНОВ Н.Ю.
АНОСОВ В.А.	ВОДОПЬЯНОВ А.Ф.	ДИКАНСКИЙ И.С.	КАЛИНИН А.С.
АНОСОВ В.Н.	ВОЗВОДИН М.А.	ДИНЕВ Д.	КАЛИХОВ Б.В.
АНОХИН В.П.	ВОЙНАЛОВИЧ О.А.	ДИМИТРИЕВ И.С.	КАМИНСКИЙ А.К.
АНЦУРОВ П.С.	ВОЛОДИН В.А.	ДИМИТРИЕВСКИЙ Ю.П.	КАМИНСКИЙ А.К.
АРЗУМАНОВ А.А.	ВОРОЖИКОВ С.Б.	ДОВБИЯ А.Н.	КАНГУНИКОВ В.И.
АРТАМОНОВ В.К.	ВОРОНКОВ Р.М.	ДОЛБИЛОВ Г.В.	КАПИЦА С.П.
АУСЛЕНДЕР В.Л.	ВОРОНЦОВ Г.П.	ДРОЗДОВСКИЙ А.А.	КАПЧИНСКИЙ И.М.
АФОНИШ А.Г.	ВЬЕНЕ Р.	ДУДАРЕВА Т.Н.	КАРДАШ А.А.
БАЛАКИН В.Е.	(VIENET R.)	ДУТТО Г.	КАРЖАБИНА Э.Н.
БАЛБЕКОВ В.И.	ВЯЛОВ Г.Н.	(DUTTO G.)	КАРПОВСКИЙ В.Л.
БАРАБАШ Л.З.	ГАБАНЕЦ И.	ДЬЯЧКОВ Б.А.	КАЦ М.М.
БАТАЛИН В.А.	ГАВРИЛОВ Н.М.	ДЬЯЧКОВ Е.И.	КАЦУРОВ Л.Н.
БАЦКОХ Г.И.	ГЕБОРКОВ А.К.	ЕЛЯН В.А.	КИРИЛЛОВ А.Д.
БАШМАКОВ Ю.А.	ГЕНЦЕЛЬ Р.	ЕНЧЕВИЧ И.	КИСЕЛЕВ В.А.
БЕЗНОГИХ Ю.Д.	ГЕРАСИМОВ В.П.	ЕРЕМЕНКО Е.В.	КИСЕЛЕВ В.В.
БЕЛОШИЦКИЙ П.Ф.	ГЕРШ Х.	ЕСИН С.К.	КЛАДИЦКИЙ В.С.
БЕЛУШКИНА В.А.	ГЕРШЕВ К.Ф.	КАБИЦКИЙ В.М.	КЛЕНИН Б.А.
БЕЛЯЕВ Л.Н.	ГЛАЗОВ А.А.	КАКОВСКИЙ А.В.	КЛЕНОВ Т.И.
БЕРЕЖНОЙ В.А.	ГЛАЗКОВ А.А.	КОЛЕНЦ А.А.	КЛЕОНОВ И.Ф.
БЕССОНОВ Е.Г.	ГЛЮТОВ А.И.	ЗАВОДОВ В.П.	КОВАЛЕНКО А.Д.
БЕШЛОВЕЦ В.	ГЛЮТОВ И.А.	ЗАЙЦЕВ Л.Н.	КОЖЕВНИКОВ А.В.
(BEISOVETS V.)	ГЛУХИХ В.А.	ЗАПЛАТИН Е.Н.	КОЖЕВНИКОВ Б.И.
БИБОК Г.	ГОЛЬДИН Л.Л.	ЗАПЛАТИН Н.Д.	КОЗЛОВ В.П.
БОГАЧ В.А.	ГОРОДНИЧЕВ Е.Д.	ЗВЕРЕВ Б.В.	КОЗЛОВ С.И.
БОГОМОЛОВ А.С.	ГРАЧЕВ М.И.	ЗВЕРЕВ Г.И.	КОЛЕСОВ И.В.
БОМКО В.А.	ГРЕБЕНЬ Л.И.	ЗЕЛЬДОВИЧ А.Г.	КОЛОМЕНСКИЙ А.А.
БОНЧ-ОСМОЛОВСКИЙ А.Г.	ГРИГОРЬЕВ В.П.	ЗЕНКЕВИЧ П.Р.	КОЛЫГА В.В.
БОСАМЫКИН В.С.	ГРИГОРЬЕВА Т.М.	ЗИНЬЕВ Х.	КОМАРОВ В.В.
БРУК В.Л.	ГРИНБЕРГ А.П.	(ZINGER H.)	КОМОЧКОВ М.М.
БЫСТРИЦКИЙ В.М.	ГРИДАСОВ В.И.	ЗИНОВЬЕВ Л.П.	КОНДРАТЕНКО А.М.
ВАГИН А.И.	ГРОМОВ Е.В.	ЗОЛИНОВА Л.Г.	КОНДРАТЬЕВ Р.Л.
ВАЛЬДНЕР О.А.	ГРИШАЕВ И.А.	ИВАНОВ Г.А.	КОНОНОВ В.К.
ВАСИЛЬЕВИЧ А.Т.	ГРИШИН В.К.	ИВАНОВ И.Н.	КОСТЯКОВА Л.Т.



КОСЫНКИНА Л. П.  
КОТОВ В. И.  
КОЧЕДИН В. И.  
КОБКАРЕВ Д. Г.  
КРАВЧУК Л. В.  
КРАВЕЖКИН В. В.  
КРОЛЬ В. К.  
КУЗИЧЕВА В. Н.  
КУЗНЕЦОВ А. А.  
КУЗНЕЦОВ А. Б.  
КУЗЬМИН А. А.  
КУЛБИДА Р. П.  
КУЛЕШОВ Г. Д.  
КУЛИНСКИЙ С.  
(KULINSKI S.)  
КУРАКИН А. И.  
КУРАКЦИН В. Г.  
КУРАЧКИН В. А.  
КУРНАЕВ О. В.  
КУРСАНОВ Э. В.  
КУЧИНИН С. Л.  
КУН Б.  
ЛАЗАРЕВ Н. В.  
ЛАВЫЦКИЙ Э. Я.  
ЛЕБЕДЕВ П. И.  
ЛЕПНИКОВ В. Ф.  
ЛЕНЕВ А. Ф.  
ЛИХАЧЕВ В. М.  
ЛИЦЕНКО Г. П.  
ЛЮДЕМАН Р.  
МАКАРОВ Л. Г.  
МАКАРОВ-ЗЕМЛЯНСКИЙ В. В.  
МАКОВЕИ М.  
МАКСИМОВ В. М.  
МАЛАХСВ К. В.  
МАЛЫШЕВ И. Ф.  
МАЛЫШЕВ А. П.  
МАРКОВ Б. И.  
МАРКАРЯН А. А.  
МАРКС Н.  
(MARKS N.)  
МАРТИН Р.  
(MARTIN P. L.)  
МАРЧЕНКО Б. И.  
МАРТИРОСЯН Г. В.  
МАСУНОВ Э. С.  
МАТОРА И. М.  
МЕЛВЕДКО А. С.  
МЕЛЕСИИ В. Н.  
МЕЛЬНИКОВ В. Н.

МЕШКОВ И. Н.  
МЕШЕРОВ Р. А.  
МЕЛОВАНОВ О. С.  
МИРОНОВ В. И.  
МИРОНОВ Е. С.  
МИХАЙЛОВ А. И.  
МИХАЙЛОВ В. А.  
МИХАЛЕВ П. С.  
МОЗИК И. В.  
МОИСЕЕВ В. И.  
МОЙЖЕС Л. Л.  
МОНОСЭОН Н. А.  
МОНЧИНСКИЙ В. А.  
МОРОЗ Е. М.  
МОРОЗОВ Н. А.  
МОХОВ Н. В.  
МОЧЕШНИКОВ Н. И.  
МУЛЖКИН Л. А.  
МЫЗНИКОВ К. П.  
МЯЭ Э. А.  
НАГОРСКИЙ Г. А.  
НЕМЕНОВ Л. И.  
НИДЕГОРОДИЦОВ В. В.  
НИКОЛАЕВ В. И.  
НИФОНТОВ В. И.  
НОВИКОВ Д. Д.  
ОВСЯННИКОВА В. П.  
ОВЧИННИКОВ М. Ф.  
ОГАНЕСЯН Р. Ц.  
ОГАНЕСЯН Э. Ц.  
ОГНЕВ А. А.  
ОЛЕЙНИК Е. Е.  
ОНИЩЕНКО Л. М.  
ОНОСОВСКИЙ К. К.  
ОСАДЧЕНКО Э. Н.  
ОСЕТИНСКИЙ Г. М.  
ОСТРЕЙКО Г. Н.  
ОСТРОУЖОВ Н. Н.  
ПАВЛОВСКИЙ А. И.  
ПАЗИИ К. Н.  
ПАЛ А.  
ПАЛЬМСКИЙ Л. Л.  
ПАНАСЭЖ В. С.  
ПАНИКОВ Л. П.  
ПАПАДИЧЕВ В. А.  
ПАРИИ Д.  
ПАРХОМЧУК В. В.  
ПАСЭЖ А. С.  
ПАШЕНЬКОВ А. С.  
ПАШКОВ П. Т.

ПЕРЕВЕДЕНЦЕВ Е. А.  
ПЕРЕТУД В. И.  
ПЕРЕЛЬБЕРГЭЙН Э. А.  
ПЕСТРИКОВ Д. Э.  
ПЕТРЕНКО Э. В.  
ПЕТРОВ В. Э.  
ПЕТРОВ В. М.  
ПИЛИПЕВИЧ Э. К.  
ПИРОЗЕНКО В. М.  
ПЛАВСКИЙ Е.  
ПЛИС Э. А.  
ПЛОТНИКОВ Э. К.  
ПОКРОВСКИЙ В. Н.  
ПОЛЖОМОРДИНОВА Н. И.  
ПОЛФЕРОВ Э. В.  
ПОМЕЛОВ В. А.  
ПОМЕЛОВ В. И.  
ПОПОВИЧЕНКОВА Л. М.  
ПРОНИИ О. Д.  
ПРОСИИ Б. В.  
ПРОТОПОПОВ И. Я.  
ПОТТМАЙЕР Э.  
(POTTMEYER E. W.)  
РАДИИ О. Н.  
РАДОНОВ Г.  
РАЙКО В. И.  
РАШЕВСКИЙ В. П.  
РЕЗВЫК К. А.  
РЗАЕВ Р. А.  
РОГОЗИНСКИЙ Э. Г.  
РОЗАНОВ Е. И.  
РОЙФЕ И. М.  
РУБИН Н. Б.  
РУДЕРМАН А. И.  
РУДЕРМО А.  
(RUGGERIO A.)  
РЫБИИ В. М.  
РЯБОВ Г. А.  
САВВИИ В. А.  
САВЧЕНКО О. В.  
САКСАТАНСКИЙ Г. Л.  
САЛЖИОВ Р. А.  
САЛЫНИКОВ В. М.  
САМОСАДНАЯ Г. Н.  
САМСОНОВ Е. В.  
САРАШЕВ В. П.  
САРКИСЯН Л. А.  
САФОНОВ А. Н.  
СВИШЬИИ М. П.  
СЕВРЭКОВА Л. М.

СЕМЕНОВ М.М.  
СЕМЕНШКИН И.Н.  
СЕМКЕВИЧ А.  
СЕНИЧЕВ Ю.В.  
СЕРЕЖНИКОВ С.В.  
СЕРОВ А.Ф.  
СЕРОВ В.Л.  
СИЛЬВЕСТРОВ Г.И.  
СИМОНЯН Х.А.  
СКРИНСКИЙ А.Н.  
СМЕТАНИН Г.И.  
СМИРНОВ А.А.  
СМИРНОВ Ю.И.  
СОБЕНИН Н.П.  
СОЛОВЬЕВ В.Г.  
СОЛТАН А.  
СОРОКО Л.Н.  
СТЕПАНОВ А.В.  
СТЕПАНОВ В.Б.  
СТЕПАНЧУК В.П.  
СТРЕЛИНА О.А.  
СУЛЬГИН И.И.  
СУРА Ю.  
СЫЧЕВ Б.С.  
СЭМЛ ДЖ.  
(SAMPLÉ J.T.)  
ТАЛЫЗИН А.И.  
ТАРАКАНОВ Н.М.  
ТАРАНТИН Н.И.  
ТЕПЛЯКОВ В.А.  
ТОЛСТОВ К.Д.  
ТОМИЛИНА Т.Н.  
ТРЕЙБАЛ З.  
ТРОЯНОВ Е.Ф.  
УРАЗАКОВ Э.И.  
УРМИН Б.М.  
УСОВ Ю.П.  
УШАКОВ Ю.А.  
ФАРТУШНЫЙ В.П.  
ФАТЕЕВ А.П.  
ФАТКУЛИН Ю.К.  
ФЕДОТОВ А.П.  
ФЕДОТОВ Ю.С.  
ФИЛАТОВА Т.М.  
ФЛЕРОВ Г.И.  
ФОМЕНКО Г.П.  
ФРОЛОВ О.Т.  
ФУКС М.И.  
ХАРЬЗОВ Р.В.  
ХЕРМАНН В.  
(HERRMANN W.)

ХИЖНЯК Н.А.  
ХИЖМАН З.  
ХОВАНЕЦ Ф.  
ХОДАТАЕВ К.В.  
ХОДЕМБАГИЯН Г.Г.  
ХОДЫРОВ Ю.С.  
ХОЙНАЦКИ С.  
ХОРУНЖИЙ В.М.  
ЦОВБУН В.И.  
ЧАХЛОВ В.К.  
ЧЕВЕРЕВ Н.С.  
ЧЕПУРЧЕНКО И.А.  
ЧЕРЕВАТЕНКО А.П.  
ЧЕРНОВ Н.Н.  
ЧЕСНОВ А.Ф.  
ЧЕХЛОВ К.В.  
ЧУВИЛО И.В.  
ЧУПРИЯНОВ В.Е.  
ШАКУН Н.Г.  
ШАЛЬНОВ А.В.  
ШАМОВСКИЙ В.Г.  
ШАФРАНОВ М.Д.  
ШВАЧКА А.Б.  
ШВЕЦ В.А.  
ШЕЛАЕВ И.А.  
ШЕМБЕЛЬ Б.К.  
ШЕСТАКОВ В.Г.  
ШЕСТОВ А.В.  
ШИЛОВ В.П.  
ШИЛЯННИКОВ П.Г.  
ШИЛОВ Ю.А.  
ШЛЯКОВ В.С.  
ШПАК Е.В.  
ШУКЕЙЛО И.А.  
ШЕГОЛЕВ В.А.  
ЩЕДРИН И.С.  
ЩЕУЛИН А.С.  
ЭЙДЕЛЬМАН Ю.И.  
ЭН-ХО-ЗИН  
ЭДИН Л.И.  
ЯЗВИЦКИЙ Ю.С.  
ЯКОВИЧЕНКО М.Н.  
ЯКУШЕВ В.П.  
ЯНШАК Л.  
ЯРОШ В.Е.  
ЯСКУЛА М.  
ЯСНОВ Г.И.

Издание осуществлено способом офсетной печати с оригиналов,  
представленных Оргкомитетом Совещания.

**Труды  
VI Всесоюзного совещания  
по ускорителям  
заряженных частиц**

Том II

*Дубна, 11-13 октября 1978*

Редакторы В.М.Жабицкий, Э.В.Ивашкевич,  
В.Р.Саранцева, Е.Л.Семенова

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.  
Заказ № 26504. Тираж 800 экз. 39,6 уч.-изд.л.  
Подписано к печати 16.05.79 г.