

Российская академия наук
Министерство науки и технической политики Российской Федерации
Министерство Российской Федерации по атомной энергии
Объединенный институт ядерных исследований

**XIV СОВЕЩАНИЕ
ПО УСКОРИТЕЛЯМ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**

*Институт физики высоких энергий, Протвино
25-27 октября 1994 года*

**Сборник докладов
в 4-х томах**

Том 3

Протвино 1994

Форинжектор для электрон-позитронных фабрик

М.С.Авилов, А.В. Александров, О.Ю. Баженов, Ю.М. Боймельштейн,
С.Б. Вассерман, Н.С. Диканский, И.В. Казарезов, Н.Х. Кот,
А.А. Кулаков, Н.А. Кузнецов, П.В. Логачев, П.В. Мартышкин,
А.В. Новохатский, Ю.И. Семенов, Б.А. Скарбо, А.Н. Скринский,
А.Н. Шарапа, А.В. Шемякин, С.В. Шиянков

Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск, 630090, Россия

Аннотация

В институте ядерной физики СО РАН продолжают работы по созданию комплекса электрон-позитронных фабрик. Для обеспечения эффективной работы этих установок разрабатывается инжекционный комплекс, в состав которого входят форинжектор и накопитель-охладитель. Настоящий доклад посвящен текущему состоянию работ по созданию форинжектора, предназначенного для первоначального формирования и ускорения электронных и позитронных пучков до энергии 510 МэВ.

Введение

При рассмотрении вариантов проекта форинжектора принимались во внимание не только физические требования, но и возможность практической реализации в сжатые сроки при минимизации, в частности, строительных затрат. Решение разместить инжекционный комплекс и Ф-фабрику внутри существующего здания определило жесткие ограничения на размеры площади, занимаемой под оборудование форинжектора. Весьма существенное внимание уделялось проблеме надежности работы форинжектора, поэтому были использованы, в основном, известные физические и технические решения отдельных элементов.

Основные параметры форинжектора приведены в таблице 1.

Энергия пучков	510 МэВ
Число электронов в импульсе	10^{11}
Число позитронов в импульсе	10^9
Частота повторения импульсов	50 Гц
Энергетический разброс :	
электронного сгустка	$\pm 1\%$
позитронного сгустка	$\pm 3\%$
Рабочая частота	2856 МГц
Импульсная мощность клистрона	≈ 63 МВт
Число клистронов	4 + 1
Полная потребляемая мощность	≈ 1 МВт

Таблица 1. Параметры форинжектора

Величина энергии пучков на выходе форинжектора определяется рабочей энергией Ф-фабрики и составляет 510 МэВ, а количество частиц должно быть таким, чтобы обеспечить одновременную работу Ф-фабрики, ВЭПП-3, ВЭПП-4М и ВЭПП-5 на полную светимость. Для этого число электронов и позитронов должно быть на уровне $(5 - 10) \cdot 10^{10}$ частиц в секунду.

Схема форинжектора и его компоненты

В состав форинжектора (см. фиг. 1) входят электронная пушка, субгармонический группирователь, линейный ускоритель на энергию 300 МэВ, изохронный поворот на 180° , кон-версионная система, ВЧ фотопушка, основной линейный ускоритель на энергию 510 МэВ и

дебанчер-монокроматор. Первый ускоритель используется для получения интенсивного электронного сгустка для производства позитронов, а второй – для ускорения позитронов после конверсионной мишени или электронного сгустка, сформированного в фотопушке, до энергии 510 МэВ.

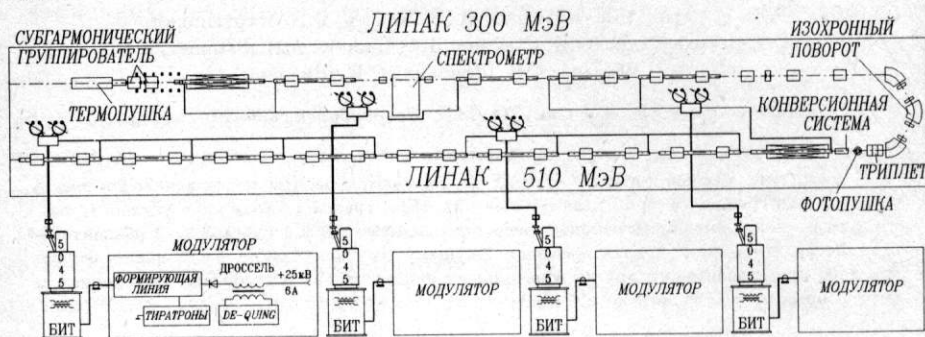


Рис. 1. Схема форинжектора

Электронная пушка и система компрессии пучка

Источником пучка является 200 кВ триодная пушка с сеточным управлением. При подаче на сетку управляющего 500 В импульса, формируется 2 нс электронный сгусток с импульсным током 10 А. Расчетный эмиттанс пучка равен $\approx 1 \cdot 10^{-2} \pi \cdot \text{см} \cdot \text{рад}$, а поперечный размер в кроссовере после согласующих линз составляет $\approx 0.5 \text{ см}$.

Далее этот сгусток поступает в субгармонический группирователь, работающий на 16-ой субгармонике основной частоты линейного ускорителя. В состав группирователя входят два четвертьволновых резонатора, разделенных промежутком дрейфа. Амплитуды и фазы модулирующих полей в резонаторах, а также длины промежутков дрейфа подобраны таким образом, чтобы достигнуть продольного сжатия сгустка более чем в десять раз. Резонаторы возбуждаются от двух ламповых усилителей с импульсной мощностью 20 кВт каждый. Поперечная фокусировка пучка осуществляется продольным магнитным полем, создаваемым набором токовых колец, расположенных вокруг резонаторов. Для сохранения поперечного размера сгустка величина магнитного поля нарастает по мере продольного сжатия сгустка.

После прохождения второго дрейфового промежутка сгусток направляется в короткую группирующую секцию, где сжимается еще в десять раз в поле встречной волны основной частоты.

Такая система формирования сгустка позволяет при относительно малом начальном токе пушки, а следовательно достаточно малом эмиттансе пучка, получить короткий (18 пс) интенсивный электронный сгусток. чтобы в дальнейшем, при ускорении, обеспечить малый энергетический разброс ($\pm 1\%$ с учетом подсадки ускоряющего поля пучком).

Электронный и позитронный линаки

Электронный линак предназначен для создания интенсивного 300 МэВ электронного сгустка для производства позитронов. В позитронном линаке осуществляется ускорение позитронов после конверсионной системы или электронного сгустка с фотопушки до рабочей энергии форинжектора 510 МэВ.

По своей структуре электронный и позитронный линаки аналогичны. Электронный линак состоит из 5, а позитронный - из 9 ускоряющих секций. Ускоряющие секции с постоянным им-

педансом обеих линаков работают на бегущей волне ($2\pi/3$) и имеют длину 3 м. Для обеспечения надежного захвата электронных и позитронных пучков низкой энергии первые секции каждого линака имеют повышенный темп ускорения 25 МэВ/м, а продольная фокусировка пучков в этих секциях осуществляется соответствующими соленоидами. Остальные (регулярные) ускоряющие секции каждого ускорителя имеют темп ускорения 18 МэВ/м и по две квадрупольные линзы для фокусировки.

После набора энергии 300 МэВ пучок с выхода электронного линака поворачивается в горизонтальной плоскости на 180° в изохронной магнитной системе, состоящей из трех 60° поворотных магнитов и четырех квадрупольных линз. Эта система рассчитана на поворот пучка с энергетическим разбросом до $\pm 3\%$ при незначительном увеличении его продольного размера.

Далее пучок фокусируется триплетом на конверсионную мишень. Его поперечный размер на мишени составляет примерно 1 мм. Для сбора позитронов используется магнитная система с адиабатическим спаданием магнитного поля, формируемого концентратором поля и соленоидом, расположенным на первой ускоряющей секции позитронного линака. Как показывают расчеты, для указанной энергии электронов данная схема сбора и захвата позитронов в режим ускорения позволяет получить коэффициент конверсии на уровне 3%, что при частоте повторения 50 Гц дает необходимое количество позитронов в секунду. Конверсионная система форинжектора имеет свою местную радиационную защиту.

Позитронный пучок после конверсионной мишени или электронный пучок с фотопушки ускоряются в секциях позитронного линака до энергии 510 МэВ. Электронный пучок инжектируется в накопитель-охладитель непосредственно, а позитронный направляется по каналу в дебанчер-монокроматор для уменьшения энергетического разброса за последующей инжекцией в накопитель-охладитель.

Вследствие начального разброса (в данной схеме собираются позитроны в широком диапазоне энергий) и удлинения позитронного пучка по сравнению с электронным, энергетический разброс на выходе составляет несколько процентов.

Основное время ($\approx 98\%$) форинжектор работает в режиме производства позитронов для накопления необходимого числа частиц. В случае, когда требуется получить электронный пучок, то достаточно однократной инжекции в накопитель-охладитель. Для этого используется ВЧ фотопушка, расположенная между фокусирующим триплетом и конверсионной системой. В этом случае необходимо только убрать мишень, а перестраивать фокусирующую систему не нужно. В перспективе планируется получение с фотопушки поляризованных электронных пучков.

СВЧ система форинжектора

Клистрон

Заполнение ускоряющих секций СВЧ-энергией осуществляется по волноводам от клистронных усилителей с использованием системы умножения мощности. В качестве усилителей СВЧ мощности выбраны клистроны 5045 10-см диапазона производства SLAC (США). Основные причины выбора этого клистрона — высокая импульсная мощность (до 63 МВт в импульсе) и очень большое время жизни клистронов (≈ 40 тыс. часов). Применение других клистронов практически исключает возможность размещения форинжектора на жестко ограниченной площади.

Модулятор клистрона

Высоковольтные импульсы для клистронов формируются в модуляторах. В настоящее время в институте разрабатываются два варианта модулятора: по традиционной схеме с колебательным зарядом формирующей линии и по схеме с импульсной зарядкой формирующей линии. Для достижения хорошей компактности и устранения необходимости в экранированных помещениях основные элементы модулятора собраны в двух шкафах, рядом с которыми располагается бак импульсного трансформатора с клистроном, фокусирующим соленоидом и биологической защитой.

Клистронный зал отделен от ускоряющих секций бетонной радиационной защитой.

Система умножения мощности и распределение СВЧ

Система умножения мощности (типа SLED) позволяет получить требуемые градиенты ускоряющих полей при использовании всего 4-х клистронов 5045. При этом СВЧ мощность с выхода системы умножения мощности запитывает три или четыре ускоряющие секции.

Для обеспечения высокого темпа ускорения в первых секциях электронного и позитронного линаков к ним подводится половина СВЧ мощности соответствующего клистрона, а вторая часть этой мощности делится поровну между двумя регулярными секциями. Мощность двух других клистронов делится поровну между четырьмя соответствующими регулярными секциями. Деление мощности после резонаторов умножения мощности осуществляется с помощью трехдцатидесятибильных мостов. Необходимый фазовый сдвиг между ускоряющими секциями, подключенными к одному клистроноу, осуществляется на высоком уровне мощности после резонаторов с помощью фазовращателей, выполненных из механически сжимаемых отрезков волноводов. Фазировка клистронов и регулирование их уровня мощности проводится на малом уровне мощности с помощью регулируемых фазовращателей и аттенуаторов на входе каждого клистрона.

Текущее состояние работ по форинжектору

В настоящее время проведены расчеты и численное моделирование по динамике пучков, электродинамике полей, конверсионной системе и системе фокусировки ускорителей. Завершено проектирование основных элементов форинжектора.

Изготовлены макеты ускоряющей секции, субгармонического резонатора и резонаторов умножения мощности. Проведены "холодные" испытания отдельных СВЧ-элементов.

Первый американский клистрон 5045 успешно доставлен из SLAC в Новосибирск. Доктор Рон Кунц во время своего визита в Новосибирск выполнил большую работу по сборке клистрона, монтажу водяной нагрузки и установке устройств для измерения СВЧ мощности. Клистронная сборка (см. рис. 2) полностью готова для подключения к модулятору и дальнейшего тестирования.

Первый модулятор для клистрона 5045 полностью собран, ведутся работы по проверке монтажа и настройке элементов модулятора. Высоковольтный выпрямитель, зарядный дроссель и формирующая линия испытаны. Первые "горячие" испытания всего модулятора начнутся в конце этого года. Общий вид клистронной галереи показан на рис. 3.

Продолжаются работы по монтажу и настройке отдельных элементов форинжектора: прототипа электронной пушки на 100 кВ, генераторов субгармоники и элементов субгармонического группирователя (см рис. 4).

На базе 100 кВ электронной пушки отработана методика измерения параметров пучка с использованием резистивного датчика, профильного монитра и датчика положения пучка. Проводятся измерения параметров магнитного поля фокусирующих катушек субгармонического группирователя. Изготовлена электронная пушка на 200 кВ, проводятся испытания системы умножения мощности.

Начаты работы по созданию системы управления форинжектором. Управление комплексом планируется осуществлять аппаратурой в стандарте "КАМАК" под управлением сети интеллектуальных контроллеров на транспьютерах T805 фирмы INMOS (Англия). Управление сетью транспьютеров будет осуществляться ЭВМ верхнего уровня с операционной системой UNIX, обеспечивающих пользовательский и операторский интерфейс, обслуживание баз данных и т.д.

Завершено строительство и отделка радиационно-защищенного тоннеля для линейных ускорителей, помещения клистронной галереи, пультовой инжекционного комплекса. Завершается строительство радиопультовой. Продолжаются работы по созданию общей инфраструктуры и инженерному обеспечению форинжектора.

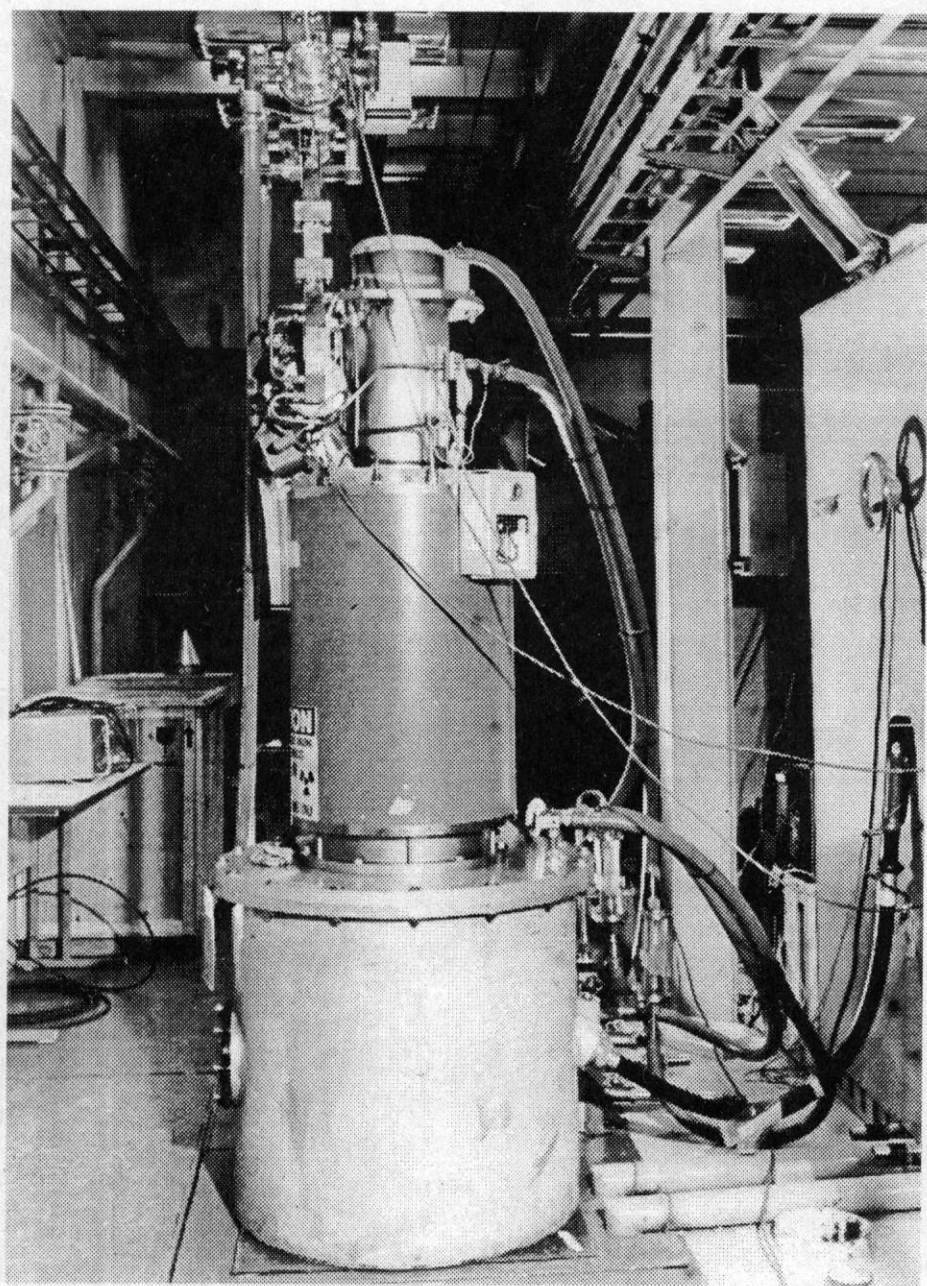


Рис. 2. Клистрон 5045 в клистронной галерее форнижктора

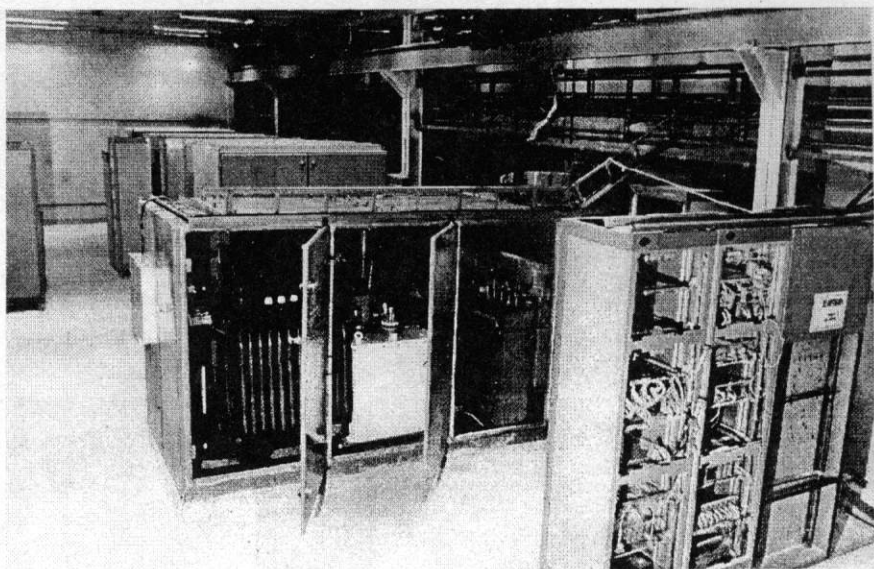


Рис. 3. Клистронная галерея

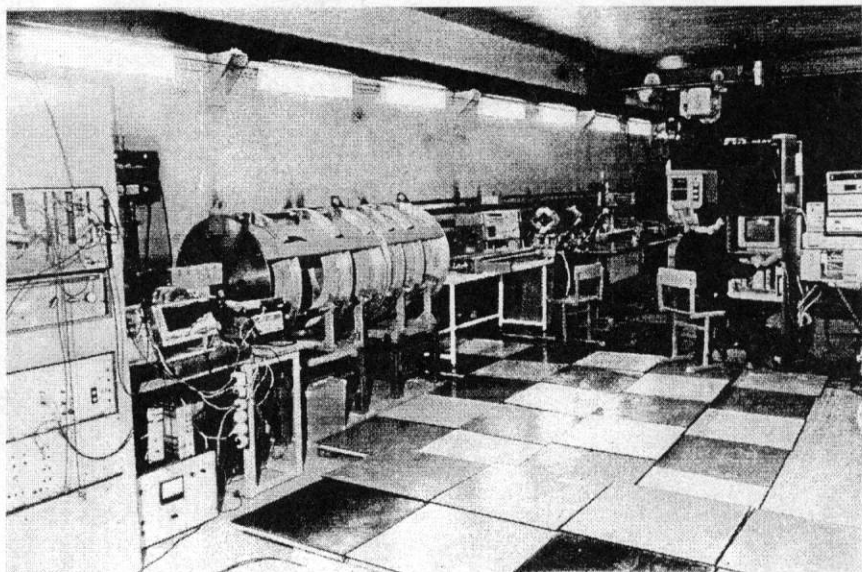


Рис. 4. Оборудование форинжектора в зале для ускорителей

УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ

В.Е. Балакин, В.А. Ведерников, В.В. Кобец, В.В. Колмогоров, В.И. Кондратьев,
Г.С. Крайнов, Н.И. Сапутин, Г.И. Ясноб

Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск

В проекте линейного коллайдера ВЛЭПП [1] для питания ускоряющей структуры предусматривается установка клистронов с интервалом 5 м друг от друга. Система питания клистронов с сеточным управлением разбита на отдельные участки длиной 100 м. Предусмотрено автономное питание каждого участка, включающего 20 клистронов, от отдельного источника постоянного напряжения. В работе [2] приведена электрическая схема линейного коллайдера, расположенного в тоннеле диаметром 5,1 м. В данной работе рассматривается секция этого питания длиной 5 м, модифицированная в ускоритель электронов. Она включает в себя источник высокого напряжения и нагрузку, эквивалентную по средней мощности 20-ти клистронам. Такой нагрузкой служит пучек электронов, ускоряемый в ускорительной трубке и выведенный через окно кольцевой развертки в атмосферу. Выведенный из вакуума пучек электронов может быть использован для решения экологических задач по защите окружающей среды путем обработки газообразных, жидких или сыпучих отходов электронным пучком. В этом плане особое значение имеют процессы очистки дымовых выбросов тепловых электростанций, детально рассмотренные в [3]. Полномасштабное внедрение такой технологии очистки выбросов возможно при наличии ускорителя электронов на энергию 0,8...1,0 МэВ и мощностью до 1 МВт. Основные параметры предлагаемого ускорителя приведены в таблице.

Основные параметры ускорителя

Энергия электронов	1 МэВ
Мощность пучка электронов	300 кВт
Рабочая частота источника	1 кГц
Напряжение питания источника	500 В
Давление SF ₆ в сосудах, не более	12 кгс/см ²
К.п.д. источника	0,95

На рис. 1 представлена электрическая схема ускорителя, состоящего из источника высокого напряжения, нагруженного на ускорительную трубку.

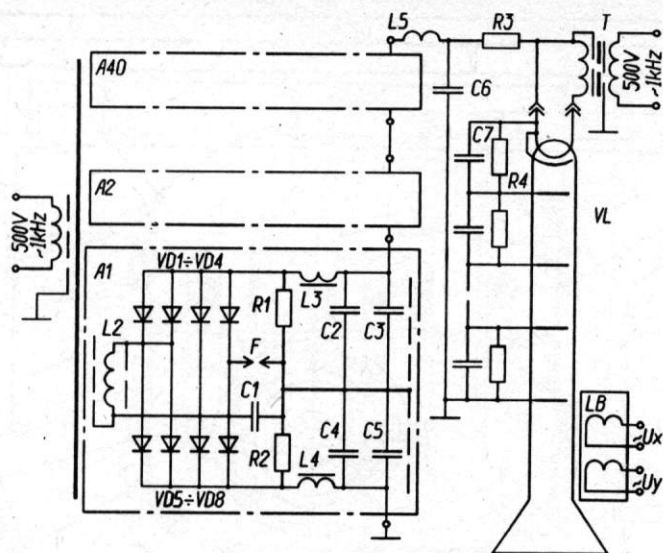


Рис. 1. Электрическая схема ускорителя

ОПИСАНИЕ УСКОРИТЕЛЯ

На рис. 2 приведена конструкция ускорителя электронов, состоящего из четырех частей, собираемых отдельно: источника высокого напряжения, фидерного устройства, ускорительной трубки и устройства вывода пучка в атмосферу.

Источник высокого напряжения 1 размещается в сосуде диаметром 1200 мм, установленном на тележке, и при сборке может перемещаться перпендикулярно оси устройства. ИВН представляет собой трансформатор, вторичная обмотка которого состоит из 40 катушек, подключенных к выпрямительным секциям, соединенным последовательно. Темп набора выпрямленного напряжения по высоте составляет 7,8 кВ/см. Максимальная напряженность электрического поля в газовых промежутках ИВН составляет 180/кВ/см. Конструкция источника высокого напряжения представлена на рис. 3.

Фидерное устройство, соединяющее ИВН с ускорительной трубкой, подвешивается к балке и состоит из угловых переходов 2, проходных электропроводов 3, коаксиала 4 и ограничительного резистора 5. При необходимости фидерное устройство позволяет присоединять к ИВН несколько аналогичных модулей с ускорительной трубкой и устройством вывода пучка.

Ускорительная трубка 6, выполненная в виде секционированного металлокерамического изолятора, размещена в корпусе 7 и имеет градиент электрического поля по высоте трубки 15 кВ/см. Накал катода из гексаборида лантана (LaB_6) диаметром 6 мм осуществляется от

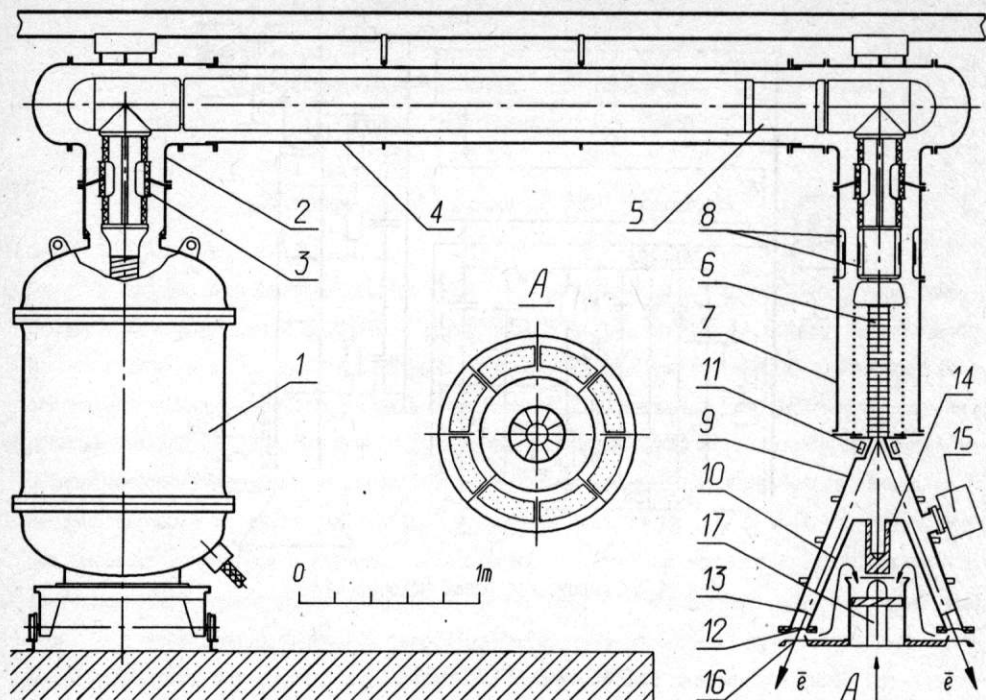


Рис.2. Конструкция ускорителя: 1 - источник высокого напряжения; 2 - угловой переход; 3 - проходной электроввод; 4 - коаксиал; 5 - резистор ограничительный; 6 - трубка ускорительная; 7 - корпус трубки; 8 - трансформатор накальный; 9 - конус развертки наружный; 10 - конус развертки внутренний; 11 - электромагниты кольцевой развертки; 12 - выпускное окно; 13 - защитные полоски фольги; 14 - цилиндр Фарадея; 15 - вакуумный насос; 16 - окно защитное; 17 - вентилятор

разделительного трансформатора 8, установленного над трубкой.

Внутренние полости ИВН, фидерного устройства и корпуса трубки заполнены элегазом (SF_6) под давлением до 12 кгс/см². Применение элегазовой изоляции позволяет уменьшить габариты, снимает требование о недопустимости отдельных пробоев, повышает надежность и ресурс работы системы.

Устройство вывода пучка в атмосферу имеет кольцевое выпускное окно со средним диаметром 1032 мм и шириной 75 мм, закрытое титановой фольгой 12 толщиной 50 мкм. Устройство включает в себя наружный 9 и внутренний 10 несущие конуса, цилиндр Фарадея 14, необходимые для наладки ускорителя, вакуумный насос 15, электромагниты кольцевой развертки 11, отклоняющие электронный пучок на угол 25° и вращающие его с угловой скоростью 314 рад/с, защитное окно 16, закрытое алюминиевой фольгой толщиной 10 мкм и предназначен-

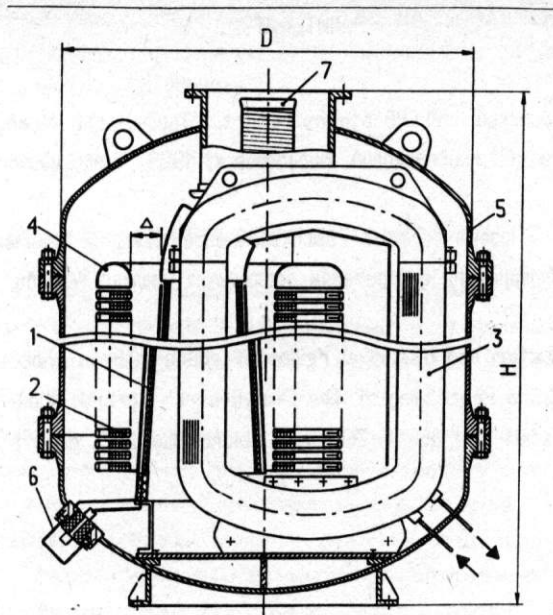


Рис. 3. Конструкция источника высокого напряжения: 1 - первичная обмотка трансформатора; 2 - выпрямительная секция; 3 - магнитопровод; 4 - электрод высоковольтный; 5 - сосуд; 6 - электроввод; 7 - дроссель выходной

ное для разделения продуктов обработки и окружающей среды, вентилятор 17 для охлаждения фольг окон 12 и 16.

Внутренние элементы устройства вывода пучка держатся на восьми охлаждаемых водой перемычках, занимающих 3 % площади выпускного окна. С целью уменьшения потерь пучка на перемычках перед ними установлены полоски фольги толщиной 20 мкм и шириной 12 мм, пролетающая через которые электронный пучок получает дополнительные углы рассеивания. В результате доля электронов, оседающих на перемычках, заметно уменьшается.

Суммарные потери пучка на обеих фольгах составляют 3...4 %. Необходимый тепловой режим фольг обеспечивается вентилятором, создающим поток воздуха в щели между ними.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

К июню 1994 года изготовлены все узлы ускорителя, проверена электрическая прочность фидерного устройства номинальным напряжением. На отдельном стенде проведены испытания электрической прочности изолятора ускорительной трубки и при этом пробивной градиент составил 30 кВ/см. В настоящее время ведутся монтажно-наладочные работы по ускорителю.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е.Балакин, А.Н.Скринский. VLEPP-status report. Труды XIII Международной конференции по ускорителям частиц высоких энергий, Новосибирск, 1986. Новосибирск, Наука, 1987, т. 1, с. 101-108
2. В.Е.Балакин и др. Проект системы высоковольтного питания комплекса ВЛЗПП, в трудах XII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Москва, 3-5 октября 1990 г., т. 1, с.260-263
3. Frank N.W. 'Introduction and historical review of elektron beam processing for Environmental pollution control', in Proceeding of the Final Reserch Co-ordination Meeting on Radiacion Processing of Combustion flue gases, Zakopane, Poland, May 1993, part 1

Работы по исследованию релятивистского клистрона с сеточным управлением

*В. А. Александров, П. В. Аврахов, А. И. Бажан, В. Е. Балакин,
П. Б. Жоголев, С. Ю. Казаков, В. В. Сахаров, Н. А. Соляк,
В. Е. Теряев, К. В. Углеков, В. Ф. Фогель, В. И. Чашурин,
Е. И. Шашкевич, Ю. Я. Чибукнов, Т. С. Щепанюк,*

ФИАФ СО РАН, г. Протвино

Аннотация

В работе описано устройство релятивистского клистрона с сеточным управлением и фокусирующей системой на постоянных магнитах. Приводятся результаты испытаний электронно – оптической системы клистрона. Представлены первые результаты по получению СВЧ – мощности.

Введение

В рамках программы создания нового поколения ускорителей со встречными линейными электрон – позитронными пучками (ВЛЭПП) разрабатывается импульсный клистрон сантиметрового диапазона длин волн с уровнем мощности 100 МВт для обеспечения высокого ускоряющего градиента в линаке [1]. Основными отличительными особенностями разрабатываемого клистрона являются: использование пушки с постоянным ускоряющим напряжением и формированием токового импульса за счет сеточного управления, система магнитного сопровождения пучка, выполненная на постоянных магнитах из Nd-Fe-B, распределенная выходная система. Эти особенности позволяют отказаться от использования дорогостоящих традиционных мощных модуляторов и способны обеспечить надежную и эффективную работу клистронов в комплексе ускорителя, что чрезвычайно важно для крупных установок, содержащих тысячи клистронов.

Работы по клистрону были начаты в Новосибирске (ИЯФ СО РАН), где к настоящему времени на импульсном ускорителе ЭЛИТ – Л2 испытано несколько модификаций клистрона и получена импульсная СВЧ мощность 60 МВт. Проектные параметры клистронов и полученные результаты исследований опубликованы в статьях [2-4]. Работы по испытанию клистрона с постоянным высоковольтным питанием (в проекте 1 МВ) ведутся в Протвино (ФИАФ СО РАН) на установке Стенд-20, созданной для отработки оборудования стандартного 5 и 20 – метрового модуля ускорителя, размещенного в габаритах тоннеля. Состав оборудования стенда и результаты высоковольтных испытаний ускоряющей трубки клистрона приведены в работе [5]. В настоящей работе приведены предварительные результаты исследований клистрона на достигнутых уровнях постоянного напряжения. Экспериментальные образцы клистронов изготовлены в ОКБ “Контакт” (г. Саратов) по электровакуумной технологии.

Конструкция клистрона

На установке Стенд - 20 были проведены высоковольтные испытания нескольких экземпляров клистронов. После процесса тренировки установленный в настоящее время клистрон позволяет работать при напряжениях до 750 кВ с пучком [2-4]. Общий вид клистрона показан на рис. 1, а его конструктивные особенности и проектные параметры приведены ранее [2-4]. Основными отличиями исследуемого экземпляра являются некоторые изменения в технологии: все резонаторы клистрона цельноточечные а, не паяные, как ранее; полюса магнитных линз вынесены из вакуумного канала наружу за пределы пролетных промежутков; изменены диаметры пролетных труб (от 11 мм до 11.5 мм) и изменена конструкция выходной системы (2п/3 - тип колебаний вместо п/2). Эти изменения практически не повлияли на его электродинамические характеристики.

Ниже приведены результаты испытаний клистрона при энергии пучка до 750 кэВ.

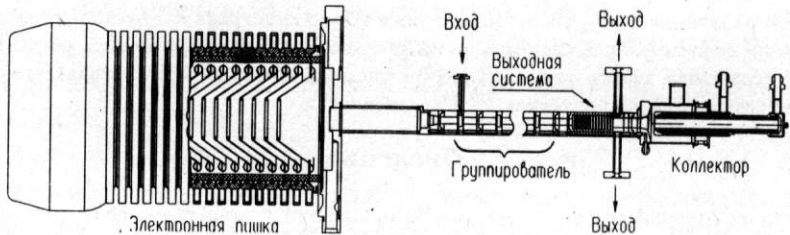


Рис. 1. Общий вид клистрона.

Исследование токопрохождения пучка в канале клистрона, первеанские кривые

Магнитная периодическая фокусирующая система (МПФС) клистрона на постоянных магнитах из Nd-Fe-B рассчитана на транспортировку электронного пучка с параметрами: $U = 1000 \text{ кВ}$, $I = 300 \text{ А}$ и эмитасом не хуже, чем $0.03 \text{ пс м} \times \text{рад}$. Полученные параметры пучка отличаются от расчетных, поэтому исследования токопрохождения позволяют определить первеанс пушки и оценить качество пучка.

В эксперименте для каждого значения напряжения ток пучка на входе в МПФС регулировался изменением сеточного напряжения. Для согласования пучка после ускоряющей трубки с магнитным каналом клистрона используются две импульсные магнитные линзы на входе клистрона, с помощью которых велась настройка на максимум прохождения пучка в коллектор. Две пары корректирующих катушек с поперечным магнитным полем позволяли выставлять пучок строго по оси магнитного канала клистрона.

Полученные результаты измерения для двух значений зарядного напряжения показаны на рисунке 2. Здесь приведены графики тока в коллекторе и коэффициента токопрохождения (ток коллектора/входной ток) в зависимости от тока пучка на входе в канал клистрона. Максимальное токопрохождение соответствует случаю, когда эмиттанс полученного пучка минимален, тем не менее он достаточно большой и не

удается его полностью провести через МПФС. Микропервеанс данной пушки при минимальном значении эмиттанса составляет 0.14. В настоящее время ведутся работы по улучшению оптики клистрона и увеличению его первеанса до проектных параметров [6].

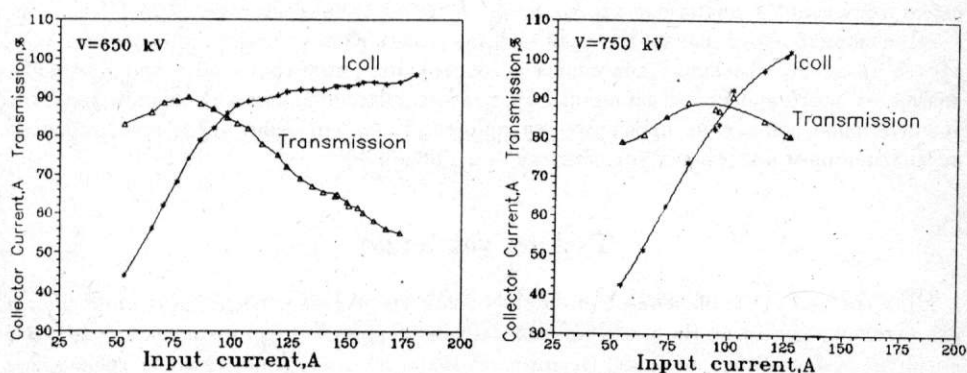


Рис. 2. Зависимость максимального тока в коллекторе клистрона и коэффициента токопрохождения через МПФС от входного тока.

При работе клистрона в усилительном режиме настройка пучка велась по максимуму тока в коллекторе, зависимость максимального тока в коллекторе приведена на рис. 3. Наклон кривой соответствует значению микропервеанса 0.17.

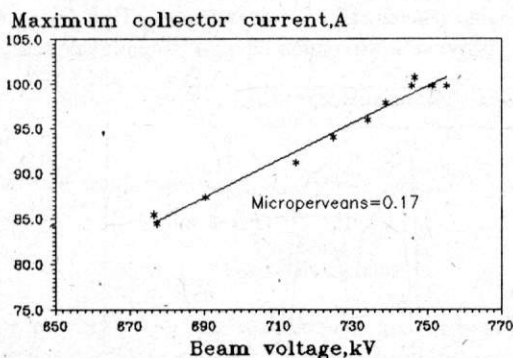


Рис. 3. Зависимость максимального тока в коллекторе клистрона от напряжения.

Порог самовозбуждения

Так же как и в предыдущих экземплярах клистрона было измерено пороговое значение тока, при котором клистрон самовозбуждался. В эксперименте при энергии пучка 700 кэВ наблюдалось появление паразитного самовозбуждения на заднем фронте

импульса при токах в коллекторе выше 71 А. Наличие самовозбуждения идентифицируется появлением СВЧ – сигнала с рупора, установленного рядом с клистроном, а также со входного и выходного волноводов. Наблюдается также “выедание” тока в коллекторе, т. е. его уменьшение при появлении самовозбуждения. С ростом напряжения значение порогового тока возрастает. Измерен спектральный состав сигнала самовозбуждения в диапазоне частот 8 – 21 ГГц. Основная частота 20.25 ГГц.

Предварительный вывод, который можно сделать из полученных данных заключается в том, что изменения внесенные в конструкцию клистрона не позволили избавиться от этого явления и, по-видимому, наиболее кардинальным решением является значительное понижение проводимости промежутков, что было продемонстрировано на аналогичном клистроне, установленном в Дубне [7].

Режим усиления

Для достигнутых значений напряжения были проведены исследования клистрона в усилительном режиме, На рис. 4 приведена осциллограмма тока в коллекторе и СВЧ – импульса в одной из нагрузок. В этом режиме после непродолжительной тренировки не наблюдается пробоев ни в самом клистроне, ни в СВЧ – окнах. Мощность, излученная в оба выходных волновода, измеряемая калиброванными детекторами и независимо калориметрами, примерно одинакова и составляет 5 – 6 МВт в каждом плече. Полученные значения суммарной выходной мощности клистрона неплохо согласуются с расчетом, как это видно из рис. 5, где приведены их зависимости от напряжения клистрона. Расчеты и экспериментальные точки приведены для максимального тока в коллекторе для каждого значения напряжения (см. рис. 3). Несмотря на то, что работа велась при токах выше порога самовозбуждения это мало сказывается на выходной мощности, что можно объяснить его подавлением. При большем превышении порогового тока токовый импульс и выходной сигнал укорачиваются.

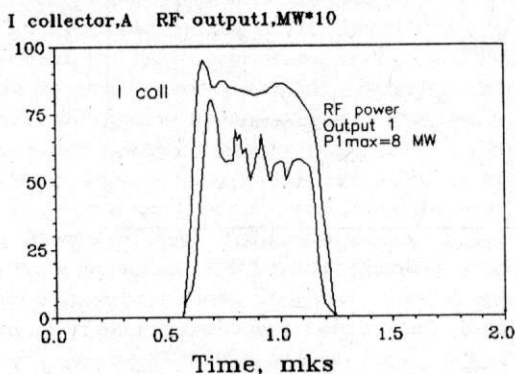


Рис. 4. Осциллограмма тока в коллекторе и огибающей СВЧ – сигнала в одной из нагрузок.

Частотные характеристики клистрона приведены на рис. 6 для двух значений входной мощности, вблизи оптимальной. Из этих данных видно, что с увеличением входной мощности выше оптимальной начинается перегруппировка пучка, что приводит к уширению частотной характеристики и ее провалу на рабочей частоте 14.0 ГГц, что согласуется с расчетом.

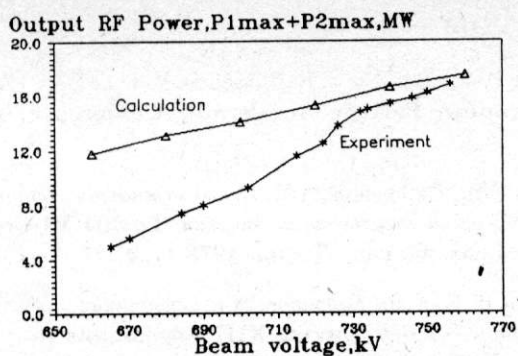


Рис. 5 . Расчетная и экспериментальная зависимости выходной СВЧ – мощности клистрона от напряжения.

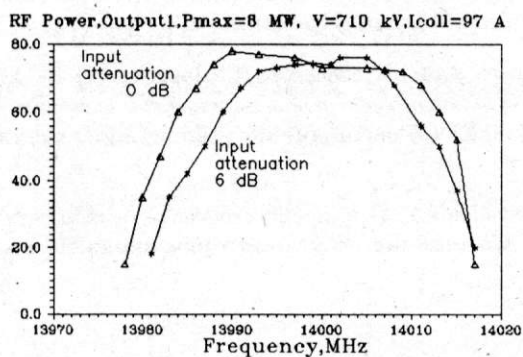


Рис. 6 . Частотные характеристика клистрона для двух уровней входной СВЧ – мощности.

Заключение

Приведенные результаты предварительных исследований показывают, что электронно – оптическая система формирования пучка в клистроне требует доработки для увеличения первеанса и уменьшения эмиттанса пучка. Необходимо также принять меры к повышению порога самовозбуждения. В целом при напряжениях до 750 кВ поведение клистрона близко к расчетному. Получена выходная мощность в максимуме 15 МВт и 10 МВт в среднем за импульс. Ограничений, связанных с электрической прочностью выходной системы клистрона и СВЧ – окон на этом уровне мощности не отмечено.

Список литературы

- [1] Agarov L. N., Avrakhov P. V., Balakin V. E. Chashurin V. I. *14 GHz VLEPP Klystron EPAC-92, Third European Particle Accelerator Conference, Berlin 24-28 March, 1992.*
- [2] Балакин В. Е., Будкер Г.И., Скринский А.Н. *О возможности создания электрон - позитронного коллайдера на сверхвысокие энергии. Труды VI Совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 г., с. 27.*
- [3] Аврахов П. В., Балакин В. Е. и др. *Разработка и испытание элементов мощных высокочастотных систем ВЛЭПП. Труды XIII Совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1992 г., с. 55.*
- [4] Agarov L. N., Avrakhov P. V., Balakin V. E. et.al. *High power sources for VLEPP. In.: Proc.of Japan Linear Accelerator Conference (Linac-94), Aug.1994, Tsukuba, Japan (will be published).*
- [5] Антипов А. В., Балакин В. Е. и др. *Состояние работ на "Стенд - 20" - 20-метровом макете регулярной части проекта ВЛЭПП. XIV Совещание по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 1994 г..*
- [6] Балакин В. Е., Ключев В. Ф., Кузнецов Г. И., Ларионов А. В., Хавин Н. Г., Яснов Г. И. *Отработка элементов электронно-оптической системы мощного релятивистского клистрона XIV Совещание по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 1994 г.*
- [7] Лзорский Н. И., Долбилов Г. В. и др. *Исследование релятивистского клистрона для ВЛЭПП. XIV Совещание по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 1994 г.*

КОМПРЕССИЯ ОДИНОЧНОГО СГУСТКА В ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОМ ПОЛЕ

М.С. Авиллов, А.В. Новохатский
Институт Ядерной Физики,
Новосибирск 630090

1 Введение

Для эффективного ускорения в линейных ускорителях требуется формировать электронные сгустки короткой длины. Для сжатия сгустка обычно используется его модуляция по энергии в поле бегущей или стоячей волны постоянной амплитуды. Если же использовать экспоненциальный рост амплитуды поля в направлении движения сгустка, то можно достичь его более эффективной группировки и согласованной компенсации действия сил пространственного заряда.

2 Динамика продольного движения

2.1 Одночастичное приближение для малых фазовых колебаний

Продольное движение электрона в синусоидальном поле бегущей волны с экспоненциально растущей амплитудой описывается следующей системой дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} \frac{d(\gamma\beta_\epsilon)}{dt} = \frac{eE_0}{mc} \sin(\omega t - kz) \exp\{\alpha z\} \\ \frac{dz}{dt} = \beta_\epsilon c \end{cases} \quad (1)$$

где $\beta_\epsilon = v/c$ - относительная скорость электрона, γ - релятивистский фактор, α - инкремент нарастания поля. Перехода в уравнениях от координатного представления к фазовому и осуществляя подстановки $\tilde{\alpha} = \alpha/k$ и $\tau = \exp\{\tilde{\alpha}\omega t\}$, можно свести систему (1) к уравнению фазовых колебаний, которое в приближении малых фаз является частным случаем уравнения Бесселя:

$$\frac{d^2\psi}{d\tau^2} + \frac{1}{\tau} \cdot \frac{d\psi}{d\tau} + \frac{eE_0}{\gamma^3 mc \beta_p \omega \tilde{\alpha}^2} \cdot \frac{\psi}{\tau} = 0 \quad (2)$$

Здесь β_p - фазовая скорость волны. Решение этого уравнения есть:

$$\begin{aligned} \psi &= Z_0 \left(\frac{2}{\tilde{\alpha}\gamma c} \sqrt{\frac{eE_0}{\gamma m \omega \beta_p c}} \tau \right) = \\ &Z_0 \left(\frac{2}{\tilde{\alpha}\gamma c} \sqrt{\frac{eE_0}{\gamma m \omega \beta_p c}} \exp\left\{ \frac{\tilde{\alpha}\omega t}{2} \right\} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

где $Z_0(x) = C_1 J_0(x) + C_2 N_0(x)$ - линейная комбинация функций Бесселя и Неймана нулевого порядка, а константы C_1 и C_2 находятся из начальных условий. Асимптотика решения (3) ведет себя как $1/\sqrt{x}$, т.е. при экспоненциальном росте поля $E(t)$ амплитуда $\psi(t)$ затухает также экспоненциально, с декрементом, равным четверти инкремента нарастания поля.

Тот же результат можно получить из простой модели одномерного осциллятора:

$$\ddot{\psi} + \Omega^2 \psi = 0 \quad (4)$$

где частота $\Omega(t)$ зависит от времени. В нашем случае

$$\Omega^2(t) \approx \frac{\omega}{\gamma^3 mc} eE(t) \quad (5)$$

При достаточно медленном изменении частоты сохраняется адиабатический инвариант:

$$I = \epsilon/\Omega = \frac{\Omega^2 \psi^2}{\Omega} = \Omega \psi^2 \approx const \quad (6)$$

тогда

$$\psi \sim \exp\left\{-\frac{\alpha t}{4}\right\} \quad (7)$$

2.2 Уравнения движения при наличии сил пространственного заряда

Пусть сгусток цилиндрической формы имеет длину σ , радиус a , полный заряд Q и равномерно заряжен по объему. Рассмотрим его движение в синусоидальном поле бегущей волны, при этом центр сгустка движется синхронно с фазой $\psi = 0$. Пусть также продольное магнитное поле обеспечивает хорошую фокусировку пучка вблизи оси, что позволяет пренебречь поперечным движением части сгустка. Система уравнений динамики для электрона, находящегося на оси внутри сгустка в точке с фазой ψ имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{d(\gamma\beta_e)}{dt} = \frac{e}{m\epsilon} [E(t) \sin \psi + E'] \\ \frac{d\psi}{dt} = k\beta_e c \end{cases} \quad (8)$$

где E' - продольная компонента собственного поля сгустка в точке с фазой ψ . В случае относительно малого продольного размера сгустка для его собственного поля применимо приближение тонкого диска:

$$E' = \frac{2Q}{a^2} \left(1 - \frac{\sigma}{\sqrt{a^2 + \sigma^2}}\right) \frac{\psi}{k\sigma} \quad (9)$$

Оценка влияния поля пространственного заряда приводит к следующему выражению для частоты фазовых колебаний:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \psi}{dt^2} + \Omega^2 \psi &= 0; \\ \Omega^2 &= \frac{ek}{\gamma^3 m} \left[E(t) - \frac{2Q}{a^2 k \sigma} \left(1 - \frac{\sigma}{\sqrt{a^2 + \sigma^2}}\right) \right] \end{aligned} \quad (10)$$

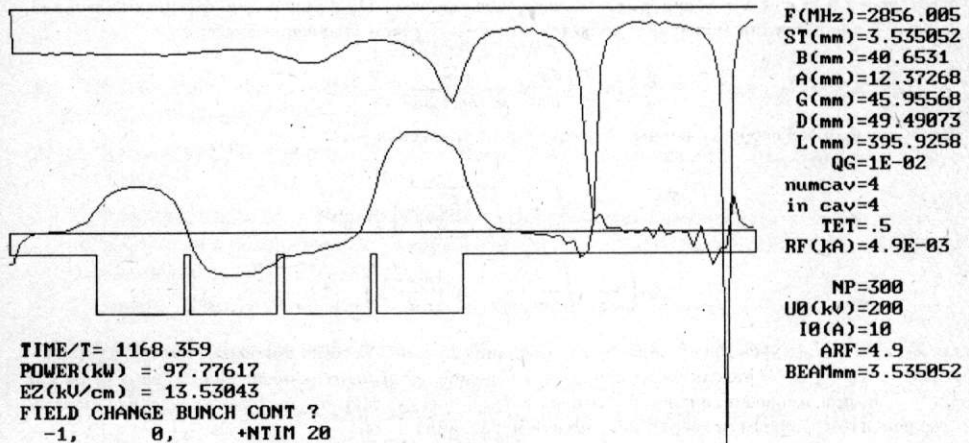


Рис. 1: Геометрия ячеек группирователя, распределение электрического поля и тока (вверху)

При $E(t) = const$ сокращение длины сгустка по мере группировки приводит к уменьшению частоты фазовых колебаний, и, как следствие, к ограничению минимального размера и максимального пикового тока сгустка. Подробное описание этого явления дано в [1]. В случае, когда $E(t) \sim \exp\{\alpha t\}$, длина сгустка уменьшается как $\sigma(t) \sim \exp\{-\frac{\alpha t}{4}\}$, что снимает ограничения на его размер и ток.

Необходимо отметить, что аналогичный механизм группировки пучка реализуется в высокоэффективных многорезонаторных клистронах.

3 Конструкция группирователя

Для реализации вышеизложенного механизма группировки предлагается использовать группирователь, работающий на встречной волне. Группирователь представляет собой диафрагмированную структуру, выполненную из материала с большим поверхностным сопротивлением, что обеспечивает сильное затухание СВЧ-мощности внутри него. Таким образом, использование встречной волны позволяет обеспечить экспоненциальный рост поля вдоль движения сгустка.

Для полного расчета группирователя с учетом действия сил пространственного заряда использовался численный метод интегрирования уравнений движения совместно с уравнениями Максвелла. Результаты представлены на рис. 1, где показана геометрия ячеек группирователя, мгновенное распределение тока и электрического поля.

Список литературы

- [1] И.М. Капчинский, А.С. Кронрод. "Влияние пространственного заряда на фазовые колебания частиц в ионном линейном ускорителе". Приборы и техника эксперимента, т. 3 стр. 26-31, май - июнь 1964.

Прямое моделирование роста эммитанса из-за вибраций земли

В.Д. Шильцев и В.В. Пархомчук
Институт Ядерной физики СО РАН, 630090, Новосибирск

Аннотация

Сейсмические шумы в килогерцовом диапазоне частот вызывают дрожание линз и рост поперечного эммитанса пучков в больших ускорителях (SSC, LHC, УНК). Этот эффект был экспериментально исследован с использованием реальных сейсмосигналов от сейсмометров, установленных в тоннеле SSC и на поверхности земли. Пучок протонов SSC моделировался в виде ансамбля осцилляторов с разбросом бетатронных частот. Изучено влияние системы обратной связи на рост эммитанса.

1 Введение: Рост эммитанса под действием внешних шумов

Долговременная поперечная динамика пучка заряженных частиц в циклическом ускорителе или накопителе в значительной степени определяется внешними силами, которые вызываются электрическими и магнитными полями на орбите частиц. Источниками возмущений могут являться флуктуации магнитных полей в дипольных магнитах, квадрупольях и других магнитных элементах, механические движения квадрупольей, например, из-за движения земли, которые и вызывают изменения магнитного поля на орбите, и пр. Например, смещение одного квадруполья d на орбите пучка вызывает возмущение поля, пропорциональное градиенту B' в нем $\delta B(t) = B' \cdot d(t)$

Случайные дипольные удары по пучку возбуждают колебания сгустка, как целого. По прошествии некоторого времени, из-за разброса частот в сгустке произойдет фазовое перемешивание и когерентное движение затухнет (например, для SSC это время равно примерно 140 мсек). По окончании процесса декогеренции дипольные колебания перейдут в прирост поперечного эммитанса ϵ . Аналитическое рассмотрение [1] показывает, что при шумовом воздействии эммитанс пучка растет в среднем линейно со временем t (а, например, при линейном резонансе - квадратично); в частности, если смещения одной линзы с фокусным расстоянием F описываются спектральной плотностью мощности $S_d(f)$, то:

$$\langle \epsilon(t) \rangle = \epsilon(0) + \frac{t f_0^2 \beta}{2 F^2} \cdot \sum_n S_d(f_0 |\nu - n|) \quad (1)$$

где ν - количество бетатронных колебаний за оборот, β - значение бета-функции в месте расположения линзы, f_0 - частота обращения частиц, а спектр величины d в f -представлении связан с ее среднеквадратичным значением в полосе реальных частот $[f_1, f_2]$ соотношением $\overline{d^2} = \int_{f_1}^{f_2} S_d(f) \cdot df$

Такая временная зависимость характерна для диффузных процессов, причем только некоторые спектральные компоненты дают вклад в рост эммитанса. Возьмем в качестве примера коллайдер SSC. При частоте обращения частиц в нем $f_0 = \Omega/2\pi = 3.4$ кГц и дробной части частоты бетатронных колебаний $\Delta\nu = 0.28$, наиболее низкочастотной резонансной гармоникой в спектре будет $\Delta\nu f_0 = 960$ Гц.

Выбрав в качестве численного примера SSC (номинальная величина поперечного эммитанса в обоих направлениях $\epsilon(0) = 4.7 \cdot 10^{-9}$ см), учтем, что количество квадрупольей в нем $N \approx 1000$ и требуя, чтобы эммитанс удваивался не быстрее, чем за 20 часов (это проектное время одного цикла SSC и примерно два времени затухания из-за синхротронного излучения протонов), получим ограничение на спектр вибраций квадрупольей:

$$\sum_n S_d(f_0 |\nu - n|) \leq 3 \cdot 10^{-12} \text{ мкм}^2/\text{Гц} \quad (2)$$

Для сравнения укажем, что эта величина соответствует уровню белого шума $d_{rms} = 1.1 \cdot 10^{-4}$ мкм. Поскольку спектры вибраций резко падают с частотой, то (2) дает в основном ограничение на мощность шумов на нижней резонансной гармонике.

2 Моделирование роста эммитанса в коллайдере SSC

Описание экспериментов и компьютерной модели Для прямого моделирования роста эммитанса использовалось то же самое оборудование, что и в измерениях сейсмошумов для протон-протонного коллайдера SSC [2]. Один из вертикальных сейсмометров типа СМ-3КВ был установлен в тоннеле на глубине около 70 м, а другой был установлен на поверхности и сигналы с этих сейсмометров в режиме on-line использовались для моделирования движения пучков SSC под действием сейсмошумов в течении 20 часов (длительность полного цикла жизни пучков в ускорителе). Для дополнительного расширения диапазона датчиков до 1500 Гц они были модифицированы и предварительно прокалиброваны несколькими методами.

Сигналы с обоих сейсмометров одновременно оцифровывались АЦП ЗИИС-4М с частотой опроса, равной частоте обращения частиц в коллайдере SSC $f_0 = 3.44$ кГц, после чего посылались в компьютер IBM PC/AT 386 через интерфейс PC-КАМАК. Зная калибровку датчиков (например, в диапазоне 750-950 Гц чувствительность примерно равнялась 9.2 В/мкм) можно было легко перевести эти первичные данные в величины вибраций и впоследствии в угловой удар, получаемый протоном с энергией 20 ТэВ в ускорителе SSC после прохождения квадрупольной линзы, смещенной на расстояние, равное измеренному.

Эксперименты в SSC, описанные в [2] показали, что движения двух точек на расстоянии порядка 90 м - расстояние между соседними квадрупольными - практически некоррелированы на частотах 100 Гц и выше, т.е. тех частотах которые вызывают рост эммитанса в SSC (см. Введение). Это позволило существенно упростить моделирование динамики пучков путем замены влияния множества ударов от $N \approx 1000$ смещающихся квадрупольных магнитов на один полный удар за оборот, равный измеренному и увеличенному в $\sqrt{N} \approx 31.6$ раза.

Рассмотрим компьютерную модель пучков, которая была использована. Пучок протонов моделировалась ансамблем макрочастиц (до 1000) в двумерном фазовом пространстве. Движение каждой частицы по коллайдеру представлялось, как эволюция на фазовой плоскости от оборота к обороту в нормализованных координатах x и p :

$$x = \frac{X}{\sqrt{\beta}}, \quad p = \beta * \frac{dX}{ds \sqrt{\beta}} \quad (3)$$

В этом уравнении X обозначает смещение частицы относительно замкнутой орбиты, β -значение бета функции в точке наблюдения (для простоты предполагалось параметр α в этой точке равен нулю), s - продольная координата вдоль орбиты ускорителя. Преобразование этих координат для каждой из макрочастиц, во-первых, учитывало бетатронное движение в фокусирующей структуре коллайдера:

$$\begin{pmatrix} x'_j \\ p'_j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(2\pi\nu_j) & \sin(2\pi\nu_j) \\ -\sin(2\pi\nu_j) & \cos(2\pi\nu_j) \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} x_j \\ p_j \end{pmatrix} \quad (4)$$

где $j = 1, 2, \dots, M$ означает номер частицы, а ν_j - число периодов бетатронных колебаний этой частицы за оборот. При моделировании частоты бетатронных колебаний частиц пучка имели Гауссову функцию распределения с шириной $\Delta\nu_{rms} = 0.0003$ (среднее значение выбиралось при моделировании). Как было показано в [3] это правильно описывает процесс декогеренции при величине безразмерного параметра пучок-пучкового взаимодействия $\xi=0.0018$, что соответствует работе коллайдера SSC в режиме с двумя местами встречи. Эффектами нелинейности фокусирующих полей и синхротронного движения при этом можно было пренебречь.

Эффект влияния сейсмошумов описывался в виде одного обобщенного удара (прироста импульса) за оборот:

$$p'_j = p_j + \Delta, \quad x'_j = x_j \quad (5)$$

Для изучения влияния обратной связи с коэффициентом передачи g на рост эммитанса она вводилась в соответствии с преобразованием:

$$p'_j = p_j - g * \langle p \rangle, \quad \langle p \rangle = \frac{1}{M} * \sum_{j=1}^M p_j \quad (6)$$

Из двух последних уравнений можно видеть, что внешние шумы и система обратной связи одинаково воздействуют на все частицы пучка (т.е. когерентно). Эмиттансы пучков рассчитывались в соответствии с выражением:

$$\epsilon = \frac{1}{M} * \sum_{j=1}^M ((x_j - \langle x \rangle)^2 + (p_j - \langle p \rangle)^2) \quad (7)$$

где скобки, как обычно, означают усреднение по ансамблю. Такое определение эмиттанса отражает размеры пучка и нечувствительно к его когерентному движению. При моделировании роста эмиттанса с системой обратной связи, число частиц M выбиралось достаточно большим для того, чтобы вносимое "искусственное" стохастическое охлаждение при моделировании было существенно меньше наблюдаемого роста эмиттанса.

Результаты on-line моделирования Результаты моделирования роста эмиттанса в течении 20 сек представлены на рис.1а. По оси ординат отложен прирост нормализованного поперечного эмиттанса протонных пучков SSC в единицах мм*мрад. Эти величины удобны, потому что расчетный эмиттанс пучков равен 1 мм*мрад и далее можно просто сравнивать величины прироста с 1. На рис.1б изображен начальный массив входных данных - сигнал с сейсмометра в тоннеле - который и приводит к насчитанному росту эмиттанса. При моделировании использовалось среднее значение бетатронной частоты 123.265 периодов за оборот, ее дробная часть равна 0.265 и т.о. первая резонансная гармоника в спектре, которая ведет к росту эмиттанса равна 0.265*3443 Гц=912 Гц. Рассмотренный пример показывает, что эмиттанс растет в среднем линейно со временем, как и должно быть в случае раскачки шумом. Представленные данные получены в сравнительно тихих условиях 14 июля 1993 г. в 15:36.

Следующий Рис. 2 демонстрирует, как растет эмиттанс при ударных воздействиях на пучок. На рис.(а) показан сигнал с датчика на поверхности, в то время, как экспериментатор на расстоянии 15 м от него бьет молотком по земле, (б) - демонстрирует прирост эмиттанса при тех же параметрах модели, что описаны выше, (в) - каков будет прирост эмиттанса в тех же условиях при наличии системы обратной связи с коэффициентом $g = 0.05$. Видно, что эмиттанс растет ступеньками, однако при наличии системы обратной связи его величина примерно в 250 раз меньше.

Результаты долговременного моделирования роста эмиттанса в течении 24 часов с 20:00 субботы 28 августа по 20:00 воскресенья 29 августа (весьма тихие условия) представлены на Рис.3. Дробная часть бетатронной частоты была по-прежнему равна 0.265. Кривые 1 и два соответствуют условиям на поверхности и в тоннеле. Кривая 3 получена при жестко зафиксированном маятнике сейсмодатчика, т.е. отображала уровень шумов датчика и его электроники. Из этого рисунка можно сделать вывод что на частоте 912 Гц отношение сигнал/шум (по мощности) равно примерно 6. Графики приведены в дважды логарифмическом масштабе и показывают, что если не принимать во внимание мелкие детали, то в среднем эмиттанс растет линейно. Величина прироста эмиттанса за 24 часа составляла 0.4-0.6 от проектной (даже без учета затухания из-за синхротронного излучения протонов), что позволяет сделать вывод о том, что тихие условия вполне достаточны для работы коллайдера.

Другой пример роста эмиттанса из-за сейсмических колебаний на глубине 70 м в течении рабочего дня (23:00 30августа до 19:00 31 августа) изображен на Рис. 4. На рис. (а) представлены прирост эмиттанса без системы обратной связи $g = 0$ (кривая 1). Кривая 2 проведена с учетом затухания из-за СИ. Видно, что техногенный шум приводит к 40-кратному приросту эмиттанса. Одновременные измерения с системой обратной связи $g = 0.05$ показывают, что она замедляет рост эмиттанса примерно в 150 раз до вполне приемлемого уровня в 20 процентов (см. Рис.4). Дробная часть частоты бетатронных колебания в этом моделировании была равна 0.14.

3 Обсуждение и выводы для SSC

Сравним результаты моделирования эффективности системы обратной связи с изложенными в [1] аналитическими выводами. В соответствии с ними система обратной связи с коэффициентом связи g должна уменьшать рост эмиттанса в R раз, где $R = \left(\frac{g}{4\pi\Delta\nu_{rms}} \right)^2$ ($\Delta\nu_{rms}$ среднеквадратичный разброс частот бетатронных колебаний). В моделировании использовались параметры $\Delta\nu_{rms} = 0.0003$ и $g = 0.05$, что дает величину $R = 176$ - в хорошей точностью совпадающую с результатами моделирования.

Некоторые выводы для SSC: 1) в тихих условиях (в отсутствии техногенных шумов) скорость роста эмиттанса более чем в два раза меньше приемлемого уровня 1 мм*мрад за 20 часов; 2) техногенский шум вызывает неприемлемо быстрый рост эмиттанса до 40 мм*мрад за 20 часов жизни пучка в коллайдере; 3) система обратной связи позволяет снизить рост эмиттанса существенно ниже приемлемого уровня даже при сильных вибрациях.

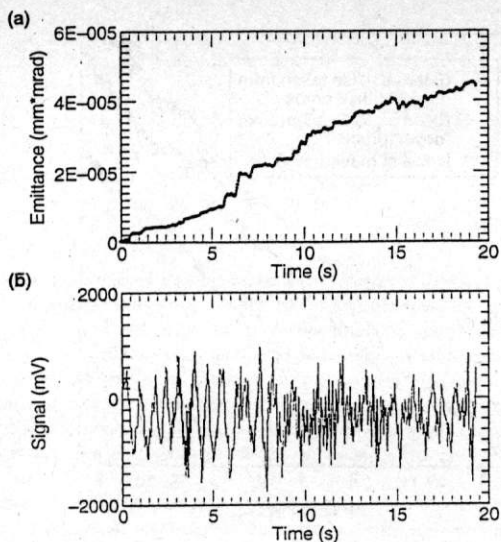
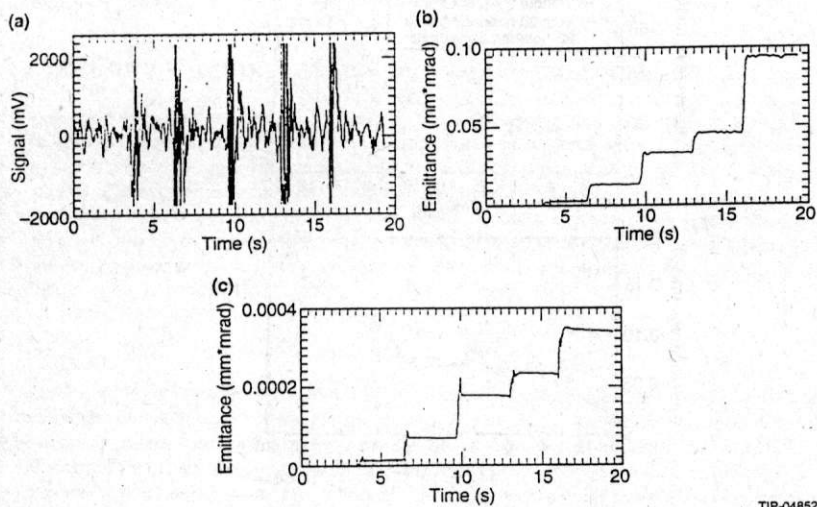


Рис. 1. а) Рост нормализованного поперечного эмиттанса в коллайдере SSC за 20 секунд из-за сейсмических вибраций; б) - сейсмические колебания датчика в шахте SSC.



TIP-04852

Рис. 2. а) Сигнал сейсмометра на поверхности во время ударов по земле; б) соответствующий прирост эмиттанса; в) рост эмиттанса при включенной системе обратной связи с $g = 0.05$.

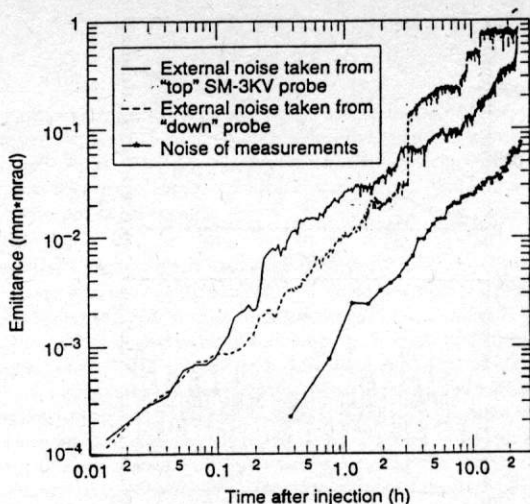


Рис. 3. Результаты моделирования роста нормализованного поперечного эмиттанта в коллайдере SSC за 24 часа в тихих условиях.

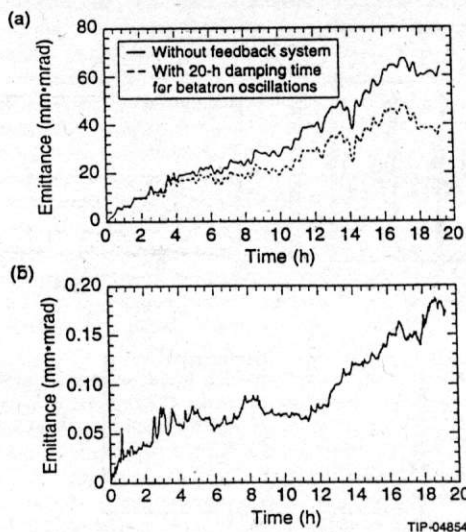


Рис. 4. Результаты моделирования роста нормализованного поперечного эмиттанта в коллайдере SSC за 20 часов в условиях рабочего дня: а) без обратной связи, б) с обратной связью с $g = 0.05$.

Список литературы

- [1] V. Lebedev, V. Parkhomchuk, V. Shiltsev, G. Stupakov, "Emittance Growth Due to Noise and Its Suppression with the Feedback System in Large Hadron Colliders", *Particle Accelerators Journal*, vol. 44, No. 3-4 (1994), p.147.
- [2] V.V. Parkhomchuk, V.D. Shiltsev, H.J. Weaver, "Measurements of Ground Motion Vibrations at the SSC", SSCL-Preprint-323, May 1993 and *Proc. of 1993 IEEE Part. Accel. Conference*, May 1993, Washington, DC, USA.
- [3] G.V. Stupakov, V.V. Parkhomchuk, V.D. Shiltsev, "Decoherence of Gaussian Beam Due to Beam-Beam Interaction", SSCL-Preprint-495, 1993.

СЕЙСМИКА И УСКОРИТЕЛИ

ПАРХОМЧУК В.В. и ШИЛЬЦЕВ В.Д.

Институт ядерной физики СО РАН

Введение

Высокая светимость современных коллайдеров достигается в первую очередь за счет малых размеров пучков в месте встречи: например, в SSC (США, в настоящее время проект закрыт) протонные пучки при столкновении должны иметь поперечный размер 5 микрон, а в будущих линейных электрон-позитронных коллайдерах вертикальный размер составляет несколько десятков Ангстрем. Обе указанные ветви коллайдеров не имеют такого внутреннего процесса, ведущего к уменьшению фазового объема, каким является синхротронное излучение, поэтому единственный достаточно эффективный путь - формировать пучки с малым фазовым объемом (эмиттансом) на малых энергиях и стараться сохранять его при длительной работе (до нескольких десятков часов) на высокой энергии эксперимента.

Особое внимание следует уделить внешним воздействиям на пучки заряженных частиц, в частности, на вибрации. Смещение магнитных элементов от идеального положения приводит к возбуждению бетатронных колебаний частиц и искажению положения орбиты частиц.

Авторы начали исследования вибраций и дрейфа магнитных элементов в связи с проектом строительства линейного коллайдера ВЛЭПП в Протвино, а впоследствии провели ряд экспериментальных исследований в ИЯФ (Новосибирск), в SSCL (США), в DESY (ФРГ) и Argonne National Laboratory (США).

1 Влияние вибраций на пучки в ускорителях

Из-за движения земли положение магнитных элементов меняется со временем. Поперечное смещение δ_i оси квадрупольной линзы относительно идеальной замкнутой орбиты вызывает поперечный удар по пролетающему пучку и он отклоняется на угол $\delta\theta_i$, равный $\delta\theta_i = \frac{\delta_i}{F}$, где F - фокусное расстояние линзы. Дальнейший сценарий зависит от временных характеристик движения линзы. Если это смещение медленное и изменяется мало за время оборота сгустка, то в результате многократного воздействия на пучок смещенной линзы возникает искажение замкнутой орбиты. В часто встречающемся случае, когда смещения квадрупольей некоррелированы между собой, средний квадрат смещения орбиты равен [1]:

$$\langle \Delta x^2 \rangle = \frac{\beta \langle \beta \rangle N \langle \delta^2 \rangle}{8F^2 \sin^2 \pi\nu}, \quad (1)$$

где β и $\langle \beta \rangle$ - значение бета функции в точке наблюдения и среднее значение по квадрупольям, ν - количество бетатронных колебаний за оборот, N - полное количество квадрупольей в кольце, и для простоты принято, что все они имеют одинаковые фокусные расстояния $\pm F$ ("FODO структура").

В случае быстрых колебаний линзы, когда за время оборота пучка ее положение существенно изменяется, каждый удар при пролете линзы будет просто возбуждать колебания пучка вокруг орбиты. В случае, если удары на каждом обороте случайны, амплитуда колебаний пучка как целого будет расти со временем, в среднем, как \sqrt{t} . Темп прироста эммиттанса $\epsilon = \sqrt{\langle x^2 \rangle \cdot \langle x'^2 \rangle} < \langle x x' \rangle^2$ при быстрых случайных перемещениях одной линзы равен [2]:

$$\left\langle \frac{d\epsilon}{dt} \right\rangle = \frac{f_0^2 \beta}{2F^2} \cdot \sum_n S_\delta(f_0 |\nu - n|) \approx \frac{f_0 \beta \langle \delta\theta_i^2 \rangle}{2}. \quad (2)$$

Здесь f_0 - частота обращения частиц в кольце, β - как и выше, бета-функция в точке расположения линзы, $S_\delta(f)$ - спектральная плотность мощности вибраций линзы.

Такие колебания пучка как целого были бы не столь опасны, если бы пучок вел себя как одна частица. Однако в реальности движение сгустка частиц подобно движению набора отдельных осцилляторов с близкими, но не одинаковыми частотами: после любого толчка система движет-

ся как целое только некоторое время, а затем набегают значительная разность фаз между разными осцилляторами. При этом реальная амплитуда колебаний отдельных частиц не уменьшается, а движение "центра масс" системы исчезает. Таким образом, первоначально когерентный удар по пучку переходит в "тепловое" движение частиц.

Для протонных накопителей, в которых радиационное затухание поперечных колебаний слабое, процесс такой декогеренции обуславливается нелинейными полями магнитной системы и электромагнитными полями встречного сгустка, которые приводят к зависимости бетатронной частоты от амплитуды колебаний и, соответственно, разбросу частот в пучке.

Одним из способов борьбы с ростом эмиттанса пучка в коллайдере является использование систем обратных связей, в которых сигнал когерентных колебаний сначала измеряется пикап-электродом, а затем усиливается и подается на другой электрод, способный воздействовать на пучок электрическим или магнитным полем и уменьшать этим поперечные бетатронные колебания. С учетом конечного времени декогерентности такие системы позволяют снизить требования на шумы в сотни раз.

Для представления масштабов величин приведем ниже опасные значения амплитуд вибраций для наиболее чувствительного ускорителя - суперколлайдера SSC : для него опасны высокочастотные вибрации с частотой порядка килоГерца и амплитудой 10^{-4} микрона (1 Ангстрем !) и низкочастотные некоррелированные вибрации с амплитудой 0.3 мкм.

2 Экспериментальные исследования сейсмических шумов и их влияния на ускорители

2.1 Сейсмические вибрации

На рис. 1 из изображены спектры мощности колебаний земли $S(f)$ в единицах *квадрат амплитуды (мощность) в единичной полосе частот*, т.е. $\text{мкм}^2/\text{Гц}$, измеренные в тоннелях ускорителей четырех лабораторий: УНК (г.Протвино, Подмосковье), SSC (США), DESY (Германия), КЕК (Япония). Все спектры получены в тихих условиях и выглядят одинаково (в дважды логарифмическом масштабе). Лишь два из этих тоннелей - протон-электронного коллайдера HERA (DESY) и источника СИ ВЭПП-3 в Новосибирске - во время измерений находились в условиях работающих ускорителей, что и объясняет заметное превышение вибраций в них на частотах 1-100 Гц.

Из рисунка можно сделать ряд выводов : с ростом частоты от 0.01 Гц до 1 кГц спектры мощности резко падают примерно, как f^{-3} ; этому соответствует среднеквадратичная амплитуда x на частоте f порядка $0.01 \text{ мкм}/f$ (f - в Гц), или, что то же, для колебаний со всеми частотами скорость шумовых перемещений грунта примерно константа $v = 2\pi f x \approx 0.06 \text{ мкм}/\text{с}$ (в шумных условиях - в несколько раз больше).

На Рис. 1 на фоне общей падающей тенденции видны несколько выделяющихся пиков, которые отражают волновые движения грунта : ряд пиков на гармониках сети от работающего оборудования (в США 60 Гц, 120 Гц и т.д.), 1-4 Гц - шумы верхней части земной коры. Отчетливо виден широкий пик в районе частот 0.1 - 0.2 Гц. Это так называемое "микросейсмическое 7-секундное бормотание" Земли, вызываемое волнами прибой на ближайших морских побережьях. Для DESY (г. Гамбург) это близкие Балтийское и Северное моря, и поэтому амплитуда от них сравнительно велика - около 1 мкм. Для г.Новосибирска, находящегося почти в центре Евразийского континента, амплитуда микросейсма редко превосходит 0.2 мкм.

Очень интересен вопрос о том, насколько связаны колебания в разных точках, сфазированы ли они. Измерения показывают, что только вышеуказанные волновые процессы обладают заметной пространственной корреляцией, и что для частот более 1 Гц уже на расстоянии 100 м движения двух точек земли практически не связаны друг с другом, хотя расчетная длина волны в грунте несколько сотен метров. Это означает, что сейсмшумы порождаются множественными некоррелированными локальными источниками - вывод очень важный для ускорителей, т.к. искажение орбиты пучков пропорционально амплитуде именно некоррелированных смещений. На Рис. 2 приведен в качестве примера спектр когерентности вертикальных колебаний двух квадруполей источника СИ APS (Argonne National Laboratory), расстояние между которыми составляет около 60 метров [6]. На этом рисунке ярко прослеживается уменьшение взаимосвязи вибраций при росте частоты выше 1 Гц. Для сравнения пунктиром показана степень корреляции с тех же сейсмодатчиков если они расположены на одном и том же квадруполе - видно, что в этом случае их сигналы абсолютно одинаковы и корреляция равно 1.0.

Обсуждаемые нами результаты измерений относятся к грунту в "тихих" условиях. Амплитуды и корреляции колебаний земли существенно возрастают при наличии мощных источников вибрации как искусственного, так и естественного происхождения. Наиболее мощные из них - землетрясения и приливы. Поскольку ускорители так чувствительны к вибрациям, то и сами они являются

достаточно прецизионными сейсмометрами. Приведем два примера: ускорительщики из SLAC по информации об изменении траектории пучка электронов в 3-км линейном ускорителе с хорошей точностью определили смещения земли после 8-балльного землетрясения в Калифорнии (разлом Сан-Андреас) в 1989 г.; в Швейцарии по суточным вариациям энергии электронов в циклическом ускорителе LEP с периметром 27 км измеряют амплитуды лунных и солнечных приливов.

Кроме землетрясений сильные колебания земли могут вызываться и ветром - например, мы наблюдали, как во время снежной бури амплитуды колебаний земли с периодами 10-100 с возрастали в несколько раз и достигали 10 мкм [3].

3 Долговременные перемещения участков грунта

3.1 Закон ATL диффузного движения земли

Для измерения долговременной стабильности относительного положения элементов ускорителей регулярно проводится высокоточное нивелирование вдоль трассы движения частиц. Многократные измерения за несколько лет на различных ускорителях дают временные зависимости относительного положения магнитных элементов. Анализ показывает, что эти многочисленные данные можно описать простым феноменологическим законом, при котором дисперсия относительных смещений пропорциональна расстоянию между этими точками L и времени наблюдения T :

$$\langle dX^2 \rangle = A \cdot T \cdot L, \quad (3)$$

где константа A равна примерно $10^{-4} \text{ мкм}^2 / (\text{с} \cdot \text{м})$. Эта формула впервые была предложена нами в работе [4, 3] в 1991 г. для описания данных оптического нивелирования двухкилометровой трассы в районе строительства комплекса УНК в течении 2 лет (1986-1988 гг.) и измерений долговременных перемещений с помощью 20-метровой натянутой нити. В литературе последних лет формула (3) получила название "закона ATL" - из-за ее вида.

В дальнейших работах проанализированы данные о вертикальных перемещениях трехкилометрового тоннеля SLAC (Калифорния, США) в течении 17 лет (1966-1983), тоннеля ускорителя PEP в SLAC (периметр 2000 м, время наблюдения 20 месяцев с июня 1985 г. - март 1987 г.), данные о медленных уходах пучков и тоннелей других ускорителей. Все они хорошо описываются законом (3). На рис. 3 из [5] показаны результаты обработки этих данных - приведено значение величины dX^2/T в зависимости от расстояния (закон ATL предсказывает, что зависимость должна быть линейной $\approx AL$ - как отмечено пунктирной линией).

Кроме данных о выставке ускорителей мы обработали большое число результатов долговременных геофизических измерений и все они очень хорошо совпали с предсказаниями закона ATL, правда, с коэффициентом A , несколько зависящим от места (что вполне объяснимо - не могут быть одинаковыми свойства, скажем, мягких известняков и твердых гранитных пород). Полученные данные собраны в Таблице 1.

Из таблицы можно сделать вывод, что диффузия меньше проявляется в глубоко пролегающих тоннелях и шахтах (SPS(CERN), Sazare(Япония) и на жестких монолитных плитах (обсерватория

Таблица 1: Коэффициенты диффузии земли

Измерения	$A, 10^{-4} \text{ мкм}^2 / (\text{с} \cdot \text{м})$	$L, \text{ м}$	T
Тоннель SLAC	2.0	3000	17 лет
Трасса УНК	1.0	2000	2 года
Тоннель PEP	1.0	2000	20 мес
Тоннель SPS	0.14	2000	12 лет
Шахта Sazare	0.005	50	1 мес
ст. Pinion-Flat	0.1	26	1 год
Тоннель TRISTAN	1.2	3000	1 мес
Пучок e^- TRISTAN	$1 \div 2$	3000	$10 \div 50$ час
Пучки p, e HERA	0.04	6300	3 мес
Измерения нитью	$0.6 \div 3.0$	$1 \div 20$	$1 \div 72$ час

Pinion-Flat, Калифорния). Все остальные случаи можно примерно описывать законом ATL с коэффициентом $A = 1.0 \cdot 10^{-4} \text{ мкм}^2 / (\text{с} \cdot \text{м})$.

Таблица 2: Уходы орбиты в SSC и в линейном коллайдере

T	1 с	1 мин	1 час	1 день	1 мес	1 год	10 лет
$(\Delta X/\sigma)_{SSC}$	0.04	0.32	2.5	12	66	240	760
$(\Delta X/\sigma)_{LC}$	0.34	2.7	21	100	570	1960	6210

3.2 Следствия закона ATL для ускорителей

Используя формулу (1) для искажений орбиты под действием диффузного перемещения фокусирующих элементов по закону ATL, можно оценить среднеквадратичное смещение орбиты ΔX в накопительном кольце периметром P : $\Delta X \approx 2\sqrt{\frac{ATP}{\sin^2(\pi\nu)}}$ - легко видеть, что диффузия орбит больше для больших ускорителей.

Измерения перемещений орбит пучков электронов и позитронов в накопителе TRISTAN (КЕК, Япония) (0.3 мм в течении 2 суток) и в протон-электронном коллайдере HERA (DESY, Германия) (0.7 мм в течении месяца) (см. Таблицу 1) с хорошей точностью продемонстрировали зависимость $\propto \sqrt{T}$.

Для того чтобы понять насколько диффузия опасна для других ускорителей, сравним вызываемые ею смещения орбиты ΔX с поперечным размером сгустка σ . В Таблице 2 представлено, как меняется со временем T отношение $\Delta X/\sigma$ для двух коллайдеров: SSC - протон-протонный Суперколлайдер с периметром $C = 87$ км и размером в месте встречи $\sigma = 5$ мкм; LC - линейный электрон-позитронный коллайдер длиной 2×12 км - например, типа проектов ВЛЭПП или JLC(Япония) - с вертикальным размером в месте встречи $\sigma = 0.005$ мкм. Отметим, что отношение $\Delta X/\sigma$ для кольцевой машины универсально - оно одинаково в любой точке ускорителя.

Если в месте встречи коллайдера пучки не сталкиваются "лоб-в-лоб" (разведены более чем на 0.3σ), то частицы не взаимодействуют, и светимость (эффективность работы) установки падает. Из Таблицы 2 видно, что такая ситуация будет происходить на SSC каждую минуту, а в линейном коллайдере - каждую секунду. Способ борьбы с этим явлением известен - вблизи места столкновения сгустков установить корректирующие элементы, которые в соответствии с сигналами от рядом расположенного датчика положения пучков, подстраивают лобовое столкновение. Естественно, делать это нужно чаще, чем раз в 1 мин в SSC и один раз в 1 сек в LC.

При такой локальной и быстрой юстировке предполагается, что во всей остальной части коллайдера ничего корректировать не надо. Единственное ограничение, чтобы пучок не касался стенок вакуумной камеры. Поперечный размер вакуумной камеры, выраженный в единицах σ , для SSC равен примерно 300σ , а для LC $\approx 2000\sigma$. Такие искажения в обоих случаях накапливаются за 1-2 года (см. Таблицу 2). Это означает, что по прошествии этого интервала времени почти все фокусирующие элементы придется механически переставлять на свои первоначальные "идеальные" места.

Следует отметить, что диффузное движение земли имеет весьма малые амплитуды и служит как-бы фоном для регулярных (обратимых) процессов с большой амплитудой. Более того, эти сильные процессы, на наш взгляд, являются источниками (энергии) диффузии грунта, вызывая ее через нелинейные свойства вещества, такие как гистерезисные явления, неэластичность (зависимость модуля Юнга от величины смещения) и пр. Как примеры таких регулярных процессов, могут рассматриваться суточные лунные и солнечные приливы (амплитуда на суше до 50 см), годовые, сезонные и суточные изменения температуры, приводящие к тепловому расширению грунта (до нескольких см за год), изменения атмосферного давления, естественные и искусственные ландшафтные изменения (постройка плотин и водохранилищ, экскавационные работы и выветривание, колебания уровня грунтовых вод и пр.), тепловые выделения Земли и т.п. При этом время от времени происходят "микрорывы" двух соседних участков грунта - проявления "случайного блуждания" при диффузии.

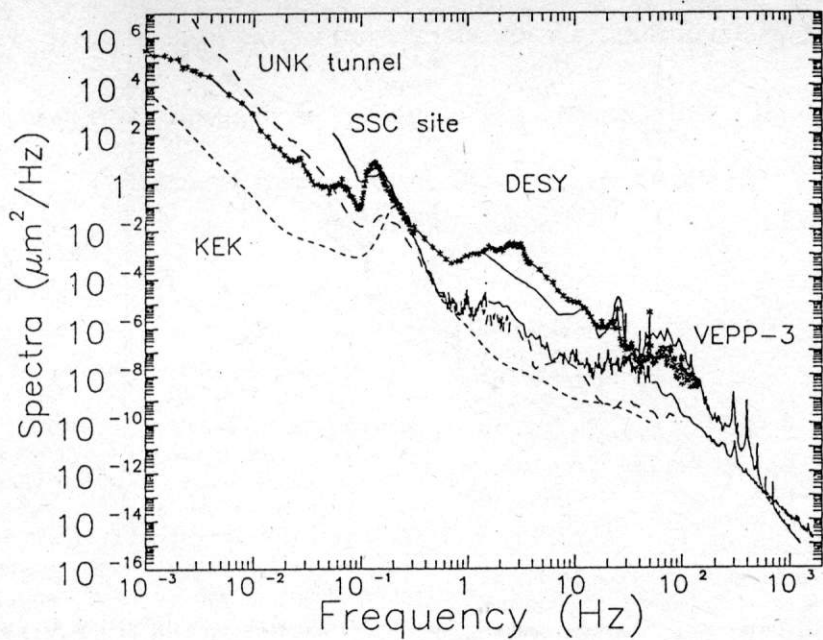


Рис. 1: Спектры мощности в тоннелях различных ускорителей: SSC, DESY, KEK, УНК и ВЭПП-3.

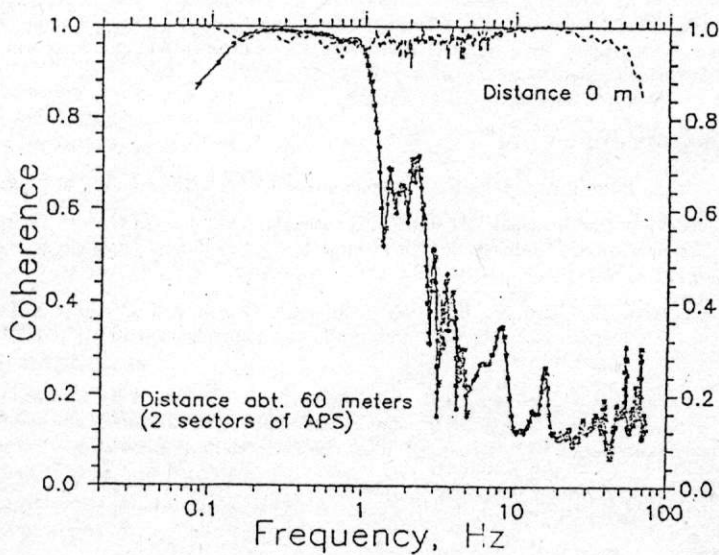


Рис. 2: Спектр когерентности вертикального движения двух квадруполей APS на расстоянии 60 м друг от друга.

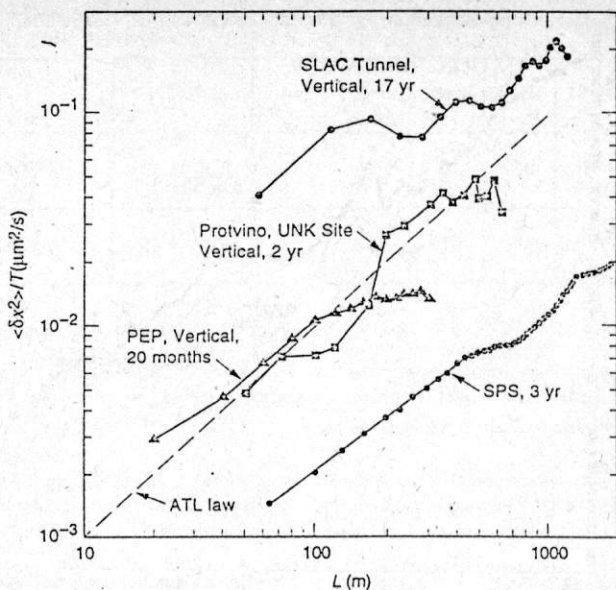


Рис. 3: Дисперсия смещений за единицу времени $\delta x^2/T$ для тоннелей УНК, SPS, SLAC и PEP в зависимости от расстояния между точками.

Благодарности

Авторы считают приятным долгом поблагодарить своих коллег из ИЯФ СО РАН Б.А. Баклакова, В.А. Лебедева, П.К. Лебедева, А.А. Серого, А.А. Слепцова, Ш.Р. Сингатуллина, А.В. Чупыра и сотрудника лаборатории SSCL (США) H.J. Weaver – соавторов большинства изложенных выше экспериментальных результатов.

Список литературы

- [1] А.А. Коломенский и А.Н. Лебедев, "Теория циклических ускорителей", М., Физматгиз, 1962.
- [2] V. Lebedev, V. Parkhomchuk, V. Shiltsev, G. Stupakov, "Emittance Growth Due to Noise and Its Suppression with the Feedback System in large Hadron Colliders", *Particle Accelerators*, vol. 44, No. 3-4 (1994), p.147.
- [3] Б.А. Баклаков, П.К. Лебедев, В.В. Пархомчук, А.А. Серый, А.И. Слепцов, В.Д. Шильцев, "Исследование сейсмических вибраций для линейного коллайдера ВЛЭПП", *ЖТФ*, т.63, вып. 10 (1993), стр. 122-131.
- [4] Б.А.Баклаков, П.К. Лебедев, В.В. Пархомчук, А.А. Серый, А.И. Слепцов и В.Д. Шильцев, "Измерение корреляционных и мощностных характеристик колебаний земной поверхности в районе комплекса УНК", Препринт ИЯФ СО РАН 91-15, Новосибирск, 1991.
- [5] V. Parkhomchuk, V. Shiltsev and G. Stupakov, "Slow Ground Motion and Operation of Large Colliders", SSCL-Preprint-470, July 1993, Dallas TX, USA, to be published in *Particle Accelerators Journal*.
- [6] V.D. Shiltsev, "Measurements of Ground Motion and Magnets Vibrations at the APS", Budker INP Preprint 94-71, Novosibirsk, 1994.

Измерение и коррекция бета-функции на накопителе ВЭПП-4М

Дубровин А.Н., Калинин А.С., Симонов Е.А., Смалюк В.В., Шатилов Д.Н.

Институт Ядерной Физики им.Будкера СО РАН,
Новосибирск 630090

Аннотация

Первые измерения бета-функции после запуска накопителя ВЭПП-4М показали ее значительные отклонения от расчетных значений. С целью оперативного контроля и последующей коррекции был разработан метод ее измерения на основе определения амплитуды когерентных колебаний пучка, которые возбуждаются ударом позитронного инфлектора или специальных пластин. Применение мощного компьютера для быстрой обработки сигналов с пикап-станций позволило довести время измерения бета-функции на всем кольце до 30 секунд, при этом разброс значений при повторных измерениях составляет 3-5%.

Достигнутая точность и скорость измерений открыли возможность для оперативной коррекции бета-функции, аналогичной коррекции орбиты, в результате которой удалось уменьшить биения бета-функции до приемлемых величин.

1. Введение

Организация малой бета-функции в месте встречи, наличие других специальных участков для проведения различных экспериментов на ВЭПП-4М сделали структуру накопителя чувствительной к неточностям уставки

градиентов квадрупольных линз. Так, например, изменение градиентов ближайших к месту встречи, фокусирующих по вертикали, квадрупольных линз на 0.3% приводит к изменению в два раза вертикальной бета-функции в этих линзах и к соответствующим биениям бета-функции на всем кольце. Отклонения градиентов линз от номинальных значений, взятых из магнитных измерений, на величины порядка 0.1% могут быть вызваны различными причинами: разной петлей гистерезиса при измерениях и при реальном рабочем цикле накопителя, отличающейся калибровкой источников питания, влиянием соседних элементов, различными температурными режимами и т.п.

Предварительные измерения при запуске ВЭПП-4М показали значительные, до 50%, отклонения бета-функции от расчетных значений (см. Рис.1). Такие большие биения бета-функции приводили как к уменьшению полезной апертуры накопителя, так и к сложностям при его настройке. В частности, при подъеме энергии пучка возникали дополнительные искажения структуры накопителя вследствие разной степени насыщенности ярма магнитных элементов при увеличении питающих их токов.

Первоначально биения были зафиксированы с помощью традиционного метода измерения бета-функции по изменению частоты бетатронных

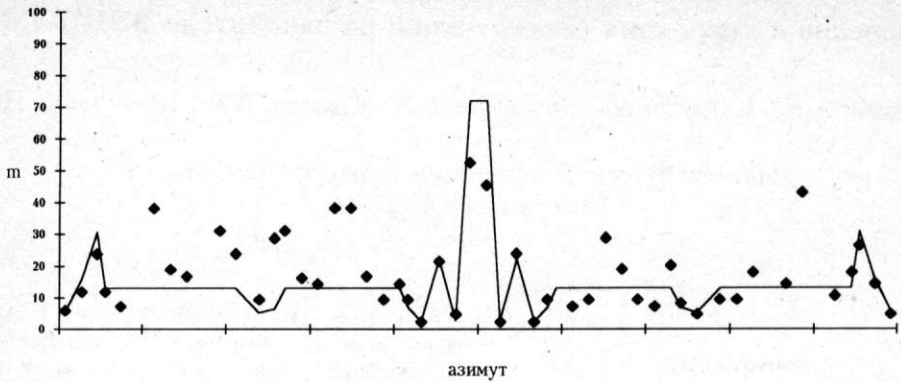


Рис 1. Вертикальная бета-функция до коррекции. Измеренные значения обозначены ромбами, расчетные значения соединены линией

колебаний при изменении градиентов отдельных линз на определенную величину. К сожалению, этот метод оказался неудобным по нескольким причинам. Во-первых, при ограниченной точности измерения бетатронной частоты, для хорошей точности измерений бета-функции нужно достаточно сильно варьировать силы квадрупольных линз, что приводит к заметным возмущениям самой измеряемой структуры. Во-вторых, магниты элементов периодичности ВЭПП-4М имеют совмещенные функции, поэтому при изменении градиентов в них меняется орбита пучка и, как следствие, бетатронная частота, из-за появившихся дополнительных градиентов в секстиполях. Частично такое возмущение орбиты можно компенсировать корректорами орбиты, но это сильно снижает надежность измерений. В третьих, источники питания линз довольно инерционны, что кладет предел оперативности измерений.

От многих перечисленных выше недостатков свободен метод измерения бета-функции ударом, который успешно применяется на накопителе ВЭПП-4М.

2. Измерения методом удара

Суть предлагаемого метода заключается в измерении на отдельных пикап-станциях амплитуды когерентных поперечных колебаний пучка, возбужденных быстрым ударом по нему позитронного инфлектора или специальных пластин. При этом можно прямо измерить бета-функцию, поскольку амплитуда колебаний пропорциональна квадратному корню из бета-функции. Естественно, для точного измерения амплитуда колебаний должна быть достаточно велика и при этом, конечно, проявляется нелинейность структуры. Однако в данном случае мы можем просто говорить о зависимости бета-функции от амплитуды колебаний.

Процедура измерения состоит в оцифровке сигнала с пластин пикап-станций на каждом обороте пучка и его последующей обработке с целью выделения бетатронных колебаний. Особенностью системы пикап-станций на ВЭПП-4М является то, что измерения можно производить одновременно лишь на четырех пластинах разных пикапов. Таким образом, для измерения бета-



Рис.2 Сигнал с пластины пикапа (256 оборотов)

функции на всем кольце накопителя требуется произвести серию ударов, число которых равно числу пикапов. Это накладывает жесткие требования на стабильность удара и ограничивает точность и скорость измерений.

Для повышения точности Фурье - анализа необходимо увеличить число обрабатываемых точек (оборотов), однако эффект раскогеренчивания колебаний вносит тут существенные ограничения. Так, на энергии инжекции амплитуда когерентных колебаний уменьшается вдвое примерно за 1000 оборотов, при этом время затухания некогерентных колебаний составляет порядка 100 000 оборотов.

На Рис.2 приведен характерный сигнал с одной пластины пикапа. Обработка сигнала заключается в вычислении его Фурье-спектра и выделении нужной моды колебаний. Этим достигается отстройка как от шумов, так и

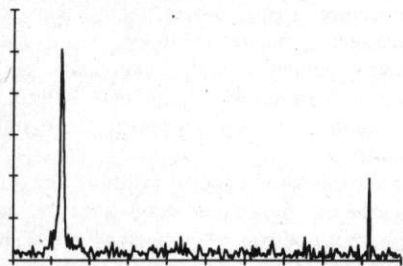


Рис.3 Фурье-спектр сигнала с пластины

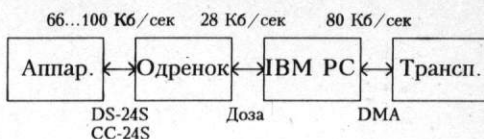


Рис.4. Блок-схема измерения и обработки сигналов с пикап-станций

от паразитной моды бетатронных колебаний, возникающей вследствие связи горизонтального и вертикального движения. Фурье-спектр сигнала с пластины показан на Рис.3.

Первоначально снятие и обработка сигнала были реализованы полностью на микроЭВМ **Одренок**, что ограничивало скорость измерений вследствие его малого быстродействия. Так, для определения бета-функции на всем кольце требовалось около 20 минут. В настоящее время обработка сигнала (вычисление быстрого Фурье-преобразования) перенесена на более мощный процессор - **Транспьютер**. Освобождение **Одренка** от этой работы позволило дополнительно поднять быстродействие схемы, поскольку набор измерительной аппаратуры обеспечивает снятие сигнала одновременно с четырех пластин различных пикапов.

Обработка сигналов в **Транспьютере** ведется в реальном времени, для этого измеренные в **Одренке** сигналы сразу передаются в **Транспьютер**, а вычисленные значения бета-функции - обратно в **Одренок**. Непосредственную связь по разработанному в ИЯФ блоку **Доза** **Одренок** имеет с **IBM PC**, в которую встроен **Транспьютер**. На Рис.4 приведена блок-схема измерения с указанием пропускной способности каналов связи.

Потенциально быстродействие данной схемы может быть доведено до 0.1 с на одну пикап-станцию, но при такой частоте встает вопрос о стабильности удара по пучку, а также о затухании некогерентных колебаний между ударами. Практически частота ударов выбиралась

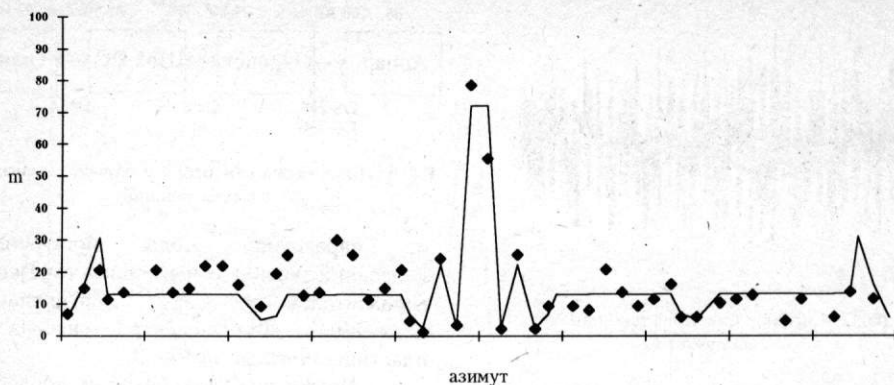


Рис 5. Вертикальная бета-функция после подстройки основных линз накопителя

1-2 Герца, при этом время полного измерения бета-функции составляет 30-60 секунд.

Если говорить о повторяемости измерений, то для большинства пикапов она достаточно высока - порядка 3-5%, что говорит о временной и амплитудной стабильности удара и невысоком уровне шумов. Однако часть пикапов вблизи места встречи и во вставках полуколец, имеющих некоторые конструктивные особенности, давали значительно больший разброс измерений.

Вопрос об абсолютной точности измерений пока недостаточно изучен. Проблемы здесь связаны с наведенным паразитным сигналом от самого пучка. Обнаруженная сильная зависимость сигнала с пикапов от тока пучка была подавлена постановкой дополнительных фильтров, но вопрос о линейных с током наводках остается открытым.

В настоящее время измеряется только вертикальная бета-функция, поскольку удар по горизонтали специальными пластинами недостаточно стабилен, а также потому, что пикапы элементов периодичности расположены в минимуме горизонтальной бета-функции, который примерно в три раза меньше вертикальной бета-функции, имеющей здесь максимум.

Отметим, что данный метод дает только относительные значения бета-функции. Абсолютная калибровка возможна по привязке к измерениям в одной точке упомянутым выше методом измерения смещения бетатронных частот при изменении градиентов квадрупольных линз.

3. Коррекция бета-функции

Налаживание быстрых и довольно точных измерений бета-функции позволило приступить к задаче ее коррекции. Сначала были просканированы все квадрупольные линзы кольца с целью поиска основных источников возмущения структуры. При этом удалось заметно уменьшить биения бета-функции (см. Рис.5). Однако, отклонения от расчетных значений оставались значительными, и было принято решение скорректировать их с помощью методов, подобных методам коррекции равновесной орбиты накопителя.

Коррекция бета-функции является существенно более сложной задачей, чем коррекция орбиты. Это связано с тем, что изменение бета-функции в некоторой точке А, вызванное изменением градиента

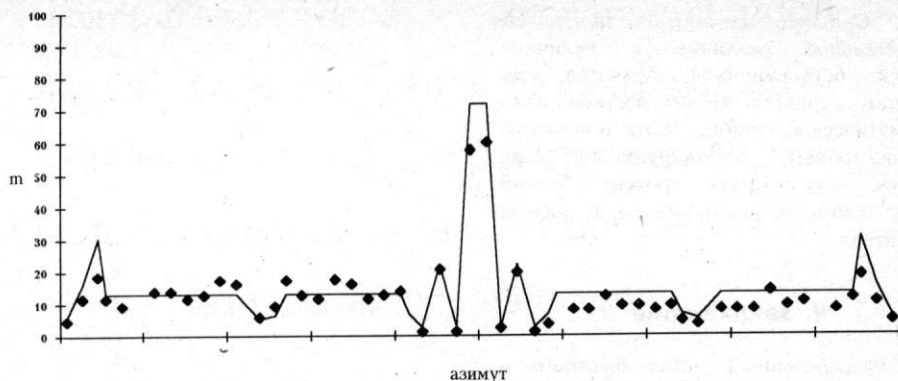


Рис.6 Вертикальная бета-функция после автоматизированной коррекции

в точке В, зависит от значений бета-функции в точках А и В, а также от набега бетатронной фазы между этими точками. Поскольку все эти величины меняются в процессе коррекции, задача становится существенно нелинейной:

$$\Delta\beta_A \neq \sum \Delta\beta_A^B,$$

здесь $\Delta\beta_A$ - итоговое изменение бета-функции в точке А в результате совместного действия нескольких локальных коррекций градиента, а $\Delta\beta_A^B$ - изменение бета-функции в этой же точке после локальной коррекции градиента только в точке В (при отсутствии всех остальных коррекций). Однако, если корректирующие воздействия достаточно малы, то линейная часть $\Delta\beta_A$ становится преобладающей, что и послужило основанием для линейной коррекции бета-функции на накопителе ВЭПП-4М.

Коррекция бета-функции производилась обычной программой коррекции орбиты, в которую были внесены лишь минимальные добавления. В качестве исходных данных программе требуется измеренная орбита (бета-функция) и т.н. "матрица откликов", которая содержит отклонения орбиты (бета-функции) в точках измерения при стандартном отклонении корректоров. Как

правило, для коррекции орбиты используется экспериментально полученная матрица откликов, которая определяется по измеренным отклонениям орбиты при внесении корректирующих воздействий последовательно в каждый из корректоров. Для коррекции же бета-функции использовалась теоретически посчитанная матрица для расчетной (невозмущенной) структуры накопителя. Это приводит, в свою очередь, к тому, что точность коррекции падает при увеличении возмущений бета-функции.

Для обеспечения сходимости итераций, особенно на первых шагах, когда биения максимальны, вводился коэффициент ослабления, на который умножались вычисленные в линейном приближении корректирующие поправки. После того, как корректирующие поправки заносились в устройства и структура накопителя менялась, делалось следующее измерение бета-функции, по нему рассчитывались новые поправки, и т.д. Величина коэффициента ослабления подбиралась эмпирически из условия сходимости итераций и составляла 0.2 - 0.3. Каждая итерация занимала несколько минут, а полное время коррекции - порядка одного часа.

Результаты коррекции вертикальной бета-функции приведены на

Рис.6. Сильная асимметрия полуколец (существенное различие в величине средней бета-функции) является, по видимому, следствием неизвестной пока систематической ошибки. Хотя полностью скорректировать бета-функцию не удалось, достигнутый уровень биений вполне приемлем для нормальной работы накопителя.

4. Заключение

Разработанный метод быстрого и достаточно точного измерения бета-функции позволил оперативно ее корректировать, в результате чего биения бета-функции в накопителе ВЭПП-4М были значительно уменьшены. Следствием исправления линейной структуры стало увеличение коэффициента перепуска, увеличение времени жизни пучка, повышение устойчивости рабочих режимов к неконтролируемым уходам элементов, получение стабильного ускорения и т.д.

Экспериментальное исследование влияния квантовых флуктуаций синхротронного излучения на синхротронные колебания уединенного электрона с использованием ондуляторного излучения

А.Н. Алешаев, И.В. Пинаев, В.М. Попик, С.С. Средняков,
Т.В. Шафтан, А.С. Соколов, Н.А. Винокуров, П.В. Воробьёв
Институт ядерной физики им. Будкера, Новосибирск

1 Введение

В предыдущей статье [1] мы описали результаты эксперимента Брауна-Твисса с ондуляторным излучением одного электрона. Было обнаружено, что длина корреляции фотоосчетов существенно меньше (а в действительности меньше временного разрешения нашей аппаратуры) “естественной” длины электронного сгустка, обусловленной в накопителе квантовыми флуктуациями синхротронного излучения. Данный факт интерпретируется следующим образом: длина локализации электрона существенно меньше длины электронного банча. Также было показано, что продольная координата электрона осциллирует с частотой синхротронных колебаний.

В данной статье описано исследование продольного движения единичного электрона.

2 Схема установки

Электрон обращается в накопителе ВЭПП-3 с частотой $F_{rev} = 4.012$ МГц, модулированной по фазе частотой синхротронных колебаний $\Omega/2\pi$ (около 1 кГц). Фотоны,

испускаемые электроном в ондуляторе, регистрируются с помощью ФЭУ. Импульсы фотоотсчетов проходят через дискриминатор-формирователь, и импульсы стандартной формы запускают время-цифровой преобразователь. Опорные импульсы, сфазированные с ВЧ системой накопительного кольца, служат для остановки ВЦП. Таким образом мы измеряем временную задержку между моментом влета электрона в ондулятор и первым опорным импульсом, пришедшим после регистрации фотоотсчета. Поскольку частота фотоотсчетов (около 20 кГц) существенно меньше частоты обращения, то другая схема служит для счета количества оборотов между двумя фотоотсчетами. Величина задержки и количество оборотов записываются в память интеллектуального КАМАК-контроллера. Таким образом, в результате эксперимента мы получаем два массива, содержащих зависимость времени задержки от количества оборотов.

3 Предварительная обработка данных

Для получения более точной информации о движении электрона мы должны исключить явно ошибочные значения из экспериментальных данных. Существует два источника ошибок. Первый заключается в существовании нескоррелированных фотонов, которые присутствуют даже, если в накопителе нет электронов. Вторым обусловлен джиттером импульсов на выходе дискриминатора-формирователя, вызванным статистической вариацией формы импульсов тока ФЭУ. Однако, как известно, зависимость продольной координаты электрона s от времени t имеет синусоидальный характер с медленно меняющимися амплитудой A и фазой ϕ :

$$s = t + A(t)\sin(\Omega n/F_{rev} + \phi(t)) \quad (1)$$

где n - номер оборота.

Учитывая эти обстоятельства, мы использовали следующий алгоритм фильтрации последовательности задержек. Бралась малая часть последовательности длиной T (обычно несколько периодов синхротронных колебаний) и, используя метод наименьших квадратов, находилась амплитуда и фаза подгоночной синусоиды и среднеквадратичная ошибка. Затем из рассмотрения исключались точки с отклонением более двух среднеквадратичных ошибок. Данная процедура повторялась ещё два раза, что приводило к исключению около 15% экспериментальных точек и получалась "чистая" последовательность (Рис. 1) с подобранными амплитудой и фазой колебаний.

Чтобы оценить “оптимальное значение” длины частичной последовательности T , мы использовали понятие оптимального фильтра для последовательности [2]. Метод наименьших квадратов является разновидностью фильтра, а T^{-1} — его шириной. Отсюда легко получить оценку для оптимального значения T

$$T_{opt} \approx \frac{\sigma}{A} \sqrt{\frac{T}{\nu}} \quad (2)$$

где σ — среднеквадратичная ошибка, τ — постоянная времени затухания синхротронных колебаний, ν — частота фотоотсчетов. При расчетах использовалось значение в несколько раз больше, чем для среднего значения амплитуды A . Таким образом мы теряли в разрешении для больших амплитуд, но существенно подавляли шум для всех значений амплитуд.

Применяя такую обработку для различных частичных последовательностей, мы получаем зависимость от времени для амплитуды $A(t)$ и фазы (Рис. 2). Траектория электрона в полярных координатах A, ϕ показана на Рис. 3.

Рассмотрим качественно некоторые черты данной траектории. Она выглядит непрерывной, но недифференцируемой. Эти свойства характеризуют Броуновское движение. Эта траектория показывает также, что наш алгоритм фильтрации обеспечивает хорошее подавление шумов (иначе появились бы разрывы) и достаточно широкополосен (иначе траектория была бы гладкой). Движение является нерегулярным за исключением больших амплитуд, когда появляется постоянное вращение, вызванное нелинейностью синхротронных колебаний. Траектория заполняет достаточно однородно центральную часть фазовой плоскости за исключением небольшой “дыры” вблизи начала координат. Эта “дыра” в фазовой плоскости может быть вызвана флуктуациями ВЧ напряжения.

Корреляционные функции для амплитуды и фазы показаны на Рис. 4 и Рис. 5, соответственно. Характеристические времена корреляции существенно различны (≈ 300 мс и ≈ 15 мс). Малое значение времени корреляции для фазы также может быть вызвано флуктуациями ВЧ напряжения.

4 Заключение

Эксперименты описанные в статье показали стохастическое движение электрона близкое к Броуновскому движению. Но данное явление существенно отличается от последнего, поскольку температура операторов поля, с которыми взаимодействует электрон, равна нулю. В системе отсчета, связанной с электроном, появляется эффективная температура пропорциональная её ускорению [3], и рассмотрение становится аналогичным для обычного случая тепловых флуктуаций.

Литература

- [1] I.V. Pinayev, V.M. Popik, T.V. Shaftan, A.S. Sokolov, N.A. Vinokurov and P.V. Vorobyov, Nucl. Instr. and Meth., A341(1994), pp. 17-20.
- [2] Л.А. Вайнштейн и В.Д. Зубаков. Восстановление сигнала на фоне случайных помех, Москва, Наука, 1960.
- [3] W. Unruh, Phys. Rev. vol. D 14, p. 870, 1976.

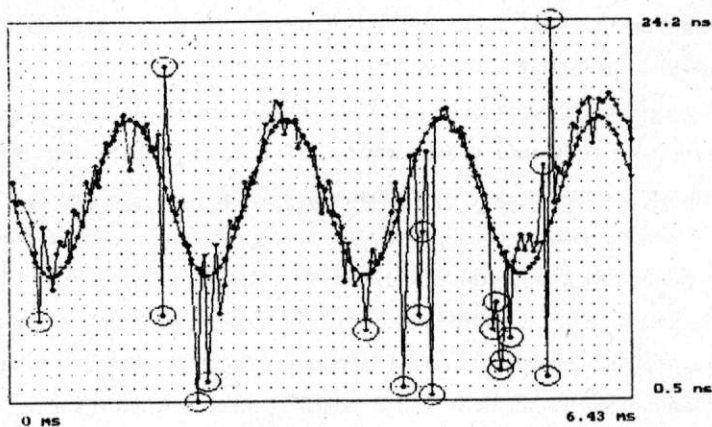


Рис. 1: Очищенная зависимость величины задержки от времени

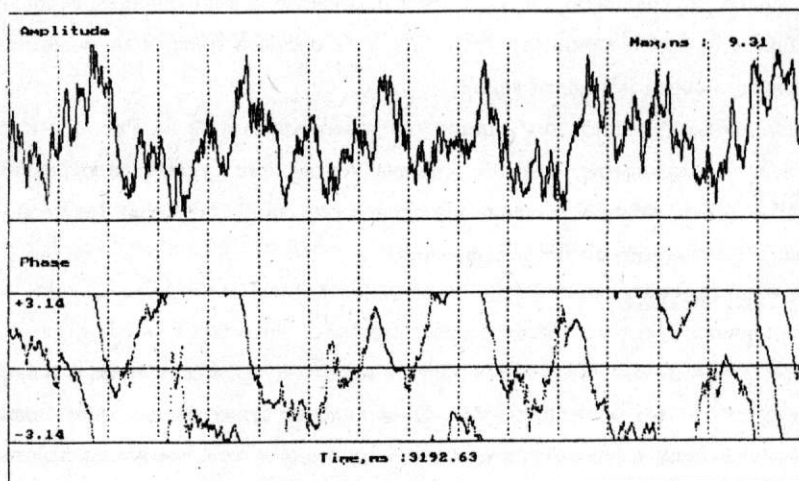


Рис. 2: Зависимость амплитуды и фазы синхротронных колебаний от времени

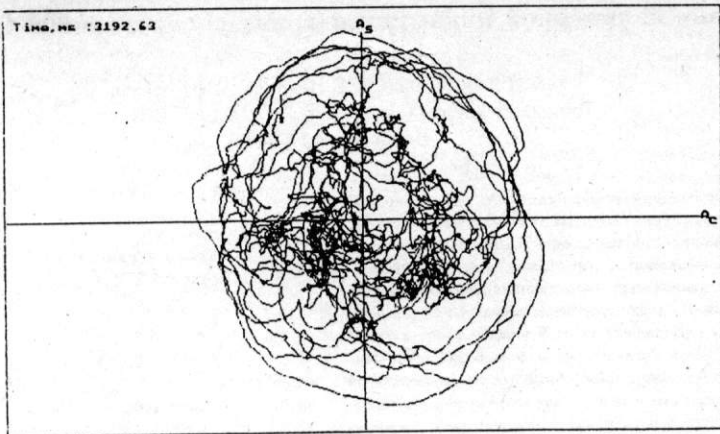


Рис. 3: Траектория движения в полярных координатах

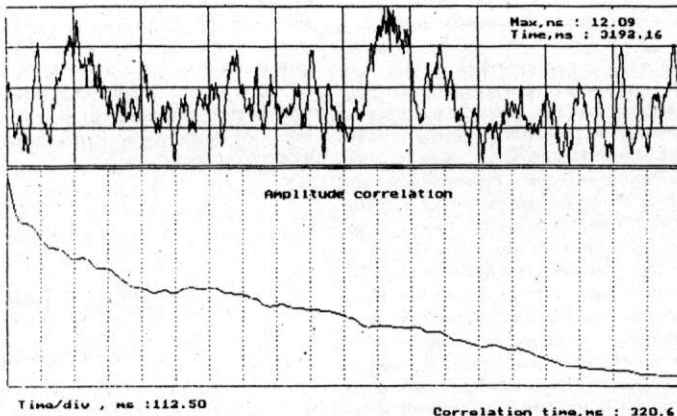


Рис. 4: Корреляционная функция для амплитуды

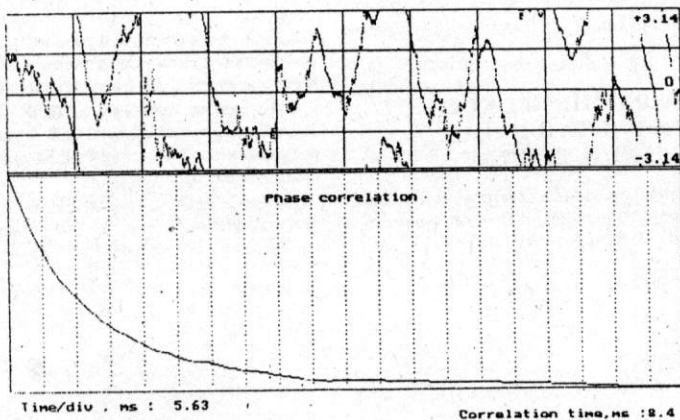


Рис. 5: Корреляционная функция для фазы

В.Н.Корчуганов, Е.Б.Левичев, В.В.Сажаев
Институт ядерной физики СО РАН им.Г.И.Будкера
Новосибирск 630090

Специализированные источники СИ с минимизированным эмиттансом пучка обладают значительным естественным хроматизмом. Для его компенсации используют сильные секступольные линзы, существенно влияющие на динамику пучка и приводящие к ограничению области устойчивого движения. В работе приведены результаты исследования одночастичной нелинейной динамики накопителя электронов СИБИРЬ-2. Используется теория возмущения, основанная на канонических преобразованиях Ли, позволяющая изучать эффекты высоких порядков возмущения. Результаты сравниваются с численным моделированием движения частицы.

1 ВВЕДЕНИЕ

Мы будем рассматривать нелинейную динамику накопителя электронов - специализированного источника СИ. В настоящее время существует и разрабатывается большое количество таких источников с тем или иным вариантом магнитной структуры. Однако, несмотря на разнообразие структур, компоновка практически всех современных источников достаточно традиционна: "специализация" предполагает во-первых, наличие ахроматических поворотов и промежутков с нулевой дисперсией для постановки сильнопольных излучающих устройств (сверхпроводящих эмек), а во-вторых, минимизацию горизонтального эмиттанса пучка для получения экстремальной яркости излучения [1].

Процедура оптимизации эмиттанса приводит к использованию короткофокусных квадрупольных линз, значительным биениям β - функции и большому естественному хроматизму. Компенсировать хроматизм приходится сильными секступольными линзами, которые для источников СИ являются основными нелинейностями и в сильной степени определяют эффекты возмущения фазового пространства одночастичного движения. Поэтому, ниже мы будем рассматривать именно влияние сильных сосредоточенных секступольных линз, компенсирующих естественный хроматизм, на движение частицы.

2 ГАРМОНИЧЕСКОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ГАМИЛЬТониАНА

Уравнения движения частицы в циклическом ускорителе с учетом квадратичной нелинейности магнитного поля удовлетворяет гамильтониану [2]:

$$\begin{aligned}
 H = & \nu_x J_x + \nu_z J_z \\
 & + (2J_x)^{3/2} \sum_m [3A_{1m} \cos(\phi_x - m\theta) \\
 & + A_{3m} \cos(3\phi_x - m\theta)] \\
 & - 3(2J_x)^{1/2} 2J_z \sum_m [2B_{1m} \cos(\phi_x - m\theta) \\
 & + B_{+m} \cos(\phi_+ - m\theta) + B_{-m} \cos(\phi_- - m\theta)],
 \end{aligned} \tag{1}$$

где введены сопряженные переменные "действие-угол" $(\phi_x, J_x, \phi_z, J_z; \theta)$; x, z и θ - горизонтальная, вертикальная и азимутальная координаты сопровождающей системы, а $\nu_{x,z}$ - частоты бетатронных колебаний. Т.к. рассматриваемые процессы периодичны, все необходимые величины приведены для одной ячейки периодичности, например, для СИБИРЬ-2 (имеющей 6 ячеек периодичности) $\nu_x = 1.292, \nu_z = 1.286$, а хроматизм $\xi_x \approx \xi_z \approx -3.983$. Первые два слагаемых в (1) отвечают невозмущенной (линейной) задаче, а остальные описывают секступольное возмущение, определяемое набором из пяти гармоник ($j = 1, 3$):

$$\begin{aligned}
 A_{jm} &= \frac{1}{48\pi} \sum_k [(\beta_x^{3/2} K_s) \cos(j(\psi_x - \nu_x \theta) + m\theta)]_k, \\
 B_{1m} &= \frac{1}{48\pi} \sum_k [(\beta_x^{1/2} \beta_z K_s) \cos(\psi_x - \nu_x \theta + m\theta)]_k, \\
 B_{\pm m} &= \frac{1}{48\pi} \sum_k [(\beta_x^{1/2} \beta_z K_s) \cos(\psi_{\pm} - \nu_{\pm} \theta + m\theta)]_k, \\
 \psi_u &= \int^s \frac{ds'}{\beta_u(s')}, \\
 \psi_{\pm} &= \psi_x \pm 2\psi_z, \\
 \nu_{\pm} &= \nu_x \pm 2\nu_z,
 \end{aligned} \tag{2}$$

где $\beta_{x,z}$ - бетатронные функции, $K_s(\theta) = \frac{L}{B\rho} \frac{\partial^2 B_x(\theta)}{\partial x^2}$ - эффективная сила секступольной линзы. Суммирование производится по k секступольным линзам.

В последних выражениях было принято, что точка наблюдения является точкой зеркальной симметрии как линейной оптики, так и размещения секступольных линз, и здесь $\beta'_{x,z} = 0$.

Удобство использования именно такого представления гамильтониана, а не интегрального (замкнутого) выражения, заключается, во-первых, в том, что

в нелинейные эффекты: зависимость частоты колебаний от амплитуды, искажение инвариантных поверхностей, ограничение устойчивой области и т.д., в сильной степени определяются отдельными гармониками, во-вторых, большей простотой и наглядностью изучения этих эффектов с выделенными гармониками и в-третьих, надеждой, что управляя величинами гармоник можно улучшить ситуацию и уменьшить нежелательное влияние нелинейностей.

Известно, что определяющую роль в движении играют гармоники удовлетворяющие условию

$$\begin{aligned} j\nu_x &\simeq m, \quad (j = 1, 3), \\ \nu_x &\simeq m, \end{aligned} \quad (3)$$

т.к. это соответствует наиболее медленному изменению фазы колебаний. Детальное рассмотрение этих гармоник [3] приводит к простым выражениям для оценки их величины:

$$A = -\frac{1}{12}\xi_x \kappa, \quad B = \frac{1}{12}\xi_x \kappa. \quad (4)$$

Т.е., знаки амплитуд "медленных" гармоник A и B - типа противоположны, а значения одинаковы и определяются только хроматизмом и величиной

$$\kappa = \frac{\sqrt{\beta_x}}{\eta} \simeq const, \quad (5)$$

которая практически не зависит от азимута для всего ахроматического поворота, где размещаются секступоли. В случае СИБИРИ-2 в местах размещения секступольных линз $\kappa_1 = 0.497$, $\kappa_2 = 0.507$.

Значения основных гармоник для СИБИРЬ-2 согласно (4) и полученные Фурье-разложением потенциала возмущения приведены в таблице:

Метод	A_{11}	A_{34}	B_{11}	B_{+4}	B_{-1}
(4)	0.165	0.165	-0.165	-0.165	-0.165
Фурье	0.165	0.177	-0.167	-0.103	-0.167

Более точная оценка требует учитывать бетатронные фазы расстановки секступольных линз.

3 ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ

Если невозмущенная динамическая система линейна, а нелинейность вызвана самим возмущением, необходимо учитывать достаточно высокие порядки приближения для правдоподобного описания поведения системы. В качестве теории возмущения мы применяли метод канонических преобразований Ли в форме рядов Депри [5], позволяющий построить рекуррентные выражения, легко программируемые на алгебраическом манипуляторе REDUCE. Метод подразумевает переход к новым сопряженным переменным, в которых задача становится проще чем в исходных, при помощи производящей функции w , зависящей не от смешанного набора переменных, как в классической теории возмущения Пуанкаре-Сайпеля, а от переменных одного набора.

При этом выражение любой функции в старых и новых переменных (в том числе и самих переменных), подчиняется эволюционному оператору \hat{T} ,

$$\bar{J} = \hat{T}J, \quad \bar{\phi} = \hat{T}\phi, \quad (6)$$

который является функцией производящей функции. Обратный переход осуществляется оператором \hat{T}^{-1} , который существует и также зависит от w .

Теория возмущений позволяет получить формальное решение проблемы в виде ряда по параметру малости (в нашем случае $\epsilon \sim \sqrt{J_{x,z}}$); а использование рядов Депри приводит к рекуррентным уравнениям, определяющим все необходимые величины: \hat{T} , \hat{T}^{-1} , w и т.д. Уравнения, позволяющие найти последовательно выражения производящей функции являются частным случаем неоднородного уравнения Лиувилля и для (1) имеют вид (до порядка $n \leq 4$):

$$\begin{aligned} \hat{D}_0 w_1 &= -H_1 \\ \hat{D}_0 w_2 &= 2\bar{H}_2 - [w_1, H_1] \\ \hat{D}_0 w_3 &= -\frac{1}{2}[w_2, H_1] - [w_1, \bar{H}_2] - \frac{1}{2}[w_1, [w_1, H_1]] \\ \hat{D}_0 w_4 &= 4\bar{H}_4 - \frac{1}{3}[w_3, H_1] - [w_2, \bar{H}_2] \\ &\quad - \frac{1}{3}[w_2, [w_1, H_1]] - \frac{1}{6}[w_1, [w_2, H_1]] \\ &\quad - \frac{1}{6}[w_1, [w_1, [w_1, H_1]]]. \end{aligned} \quad (7)$$

$$\hat{D}_0 = \frac{\partial}{\partial \theta} + [, H_0] = \frac{\partial}{\partial \theta} + \nu_x \frac{\partial}{\partial \phi_x} + \nu_z \frac{\partial}{\partial \phi_z}, \quad (8)$$

где $[,]$ - скобки Пуассона, а новый гамильтониан \bar{H}_n выбирается таким образом, чтобы избежать секулярных членов в w_n , и во втором порядке выглядит как

$$\begin{aligned} \bar{H} &= \bar{H}_0 + \bar{H}_2 = \\ &= \nu_x \bar{J}_x + \nu_z \bar{J}_z + \bar{h}_{21} \bar{J}_x^2 + \bar{h}_{22} \bar{J}_x \bar{J}_z + \bar{h}_{23} \bar{J}_z^2. \end{aligned} \quad (9)$$

Из (9) легко получить известные формулы для зависимости частоты бетатронных колебаний от действия:

$$\begin{aligned} \nu_x(J_x, J_z) &= 2\bar{J}_x \bar{h}_{21} + \bar{J}_z \bar{h}_{22} \\ \nu_z(J_x, J_z) &= \bar{J}_x \bar{h}_{22} + 2\bar{J}_z \bar{h}_{23}, \end{aligned} \quad (10)$$

где коэффициенты выражаются через соответствующие гармоники (2):

$$\begin{aligned} \bar{h}_{21} &= -18 \sum_m \left(\frac{3A_{1m}^2}{\nu_x - m} + \frac{A_{3m}}{3\nu_x - m} \right) \\ \bar{h}_{22} &= 72 \sum_m \left(\frac{2B_{1m}A_{1m}}{\nu_x - m} - \frac{B_{+m}^2}{\nu_+ - m} + \frac{B_{-m}^2}{\nu_- - m} \right) \\ \bar{h}_{23} &= -18 \sum_m \left(\frac{4B_{1m}^2}{\nu_x - m} + \frac{B_{+m}^2}{\nu_+ - m} + \frac{B_{-m}^2}{\nu_- - m} \right). \end{aligned}$$

С помощью REDUCE могут быть получены аналогичные выражения для следующих порядков, однако, они слишком громоздки и не могут быть приведены здесь.

Вычисление выражений для "нового" действия также были автоматизированы; уравнение, связывающее его со старыми фазовыми координатами в случае одномерного (горизонтального) движения до третьего порядка теории возмущения выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \bar{J}_x &= J_x \\ &+ J_x^{3/2} [a_{1m}^x \cos(\phi_x - m\theta) + a_{2m}^x \cos(3\phi_x - m\theta)] \\ &+ J_x^2 [C_{1m}^x \cos(4\phi_x - m\theta) \\ &+ C_{2m}^x \cos(2\phi_x - m\theta) + C_{3m}^x \cos(m\theta)] \\ &+ J_x^{5/2} [D_{1m}^x \cos(5\phi_x - m\theta) + D_{2m}^x \cos(3\phi_x - m\theta) \\ &+ D_{3m}^x \cos(\phi_x - m\theta)], \end{aligned} \quad (11)$$

где коэффициенты для первых двух порядков имеют вид:

$$\begin{aligned} a_{1m}^x &= 3\sqrt{8} \frac{A_{1m}}{\nu_x - m} \\ a_{2m}^x &= 3\sqrt{8} \frac{A_{3m}}{3\nu_x - m} \\ C_{1m}^x &= \frac{36}{4\nu_x - l} \sum_m \frac{A_{1m} A_{3l-m}}{(\nu_x - m)(3\nu_x + m - l)} (4m - l) \\ C_{2m}^x &= \frac{72}{2\nu_x - l} \sum_m \frac{A_{1m} A_{3l+m}}{(\nu_x - m)(3\nu_x - m - l)} (2m - l) \\ C_{3m}^x &= 108 \sum_m \left(\frac{A_{1m} A_{1l+m}}{(\nu_x - m)(\nu_x - m - l)} + \frac{A_{3m} A_{3l+m}}{(3\nu_x - m)(3\nu_x - m - l)} \right). \end{aligned}$$

Далее выражения для сумм гармоник становятся громоздкими и вычисление их сложно даже с использованием REDUCE. Нами были получены и использовались для построения инвариантных фазовых поверхностей выражения для \bar{J}_n в двумерном случае для $n \leq 3$.

При $\nu_x \approx m/k$ соответствующий знаменатель становится малым и полученные ряды расходятся. Это в равной степени отражает и математические и физические трудности проблемы: наличие в системе резонансов изменяет топологию фазового пространства и делает неприменимым полученное приближение. Тем не менее, попытка отодвинуть секулярность в высшие порядки имеет смысл, т.к. полученные решения могут удовлетворительно описывать поведение системы в некоторых областях фазового пространства, а именно, достаточно далеко от сильных выделенных резонансов, и на некотором интервале времени.

Более того, в этих областях наличие малых (но не слишком) знаменателей может привести к значительному упрощению задачи: можно попытаться выделить некоторые члены в приведенных выражениях, сведя, тем самым, бесконечные суммы к одной гармонике в каждой сумме. На рис. 1 показана величина слагаемых

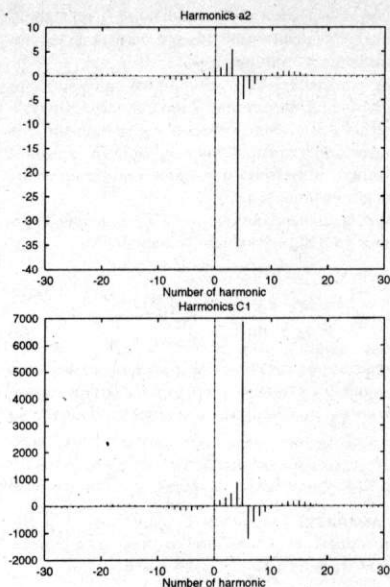


Рис. 1: Гармоники a_{2m} и C_{1m} .

a_{2m} и C_{1m} в зависимости от номера m ; видно, что значения, соответствующие малым знаменателям, подчеркиваются. Ниже будет показано, что такое приближение дает достаточно хорошие результаты.

4 ПОСТРОЕНИЕ ИНВАРИАНТНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Фазовый портрет является важной характеристикой нелинейной системы. Анализ фазовых поверхностей позволяет не только объяснить происходящие процессы, но часто и предсказать поведение системы при изменении параметров.

Производящая функция \bar{w} преобразует нашу систему к новым координатам $(\bar{J}, \bar{\phi})$, в которых фазовые поверхности $\bar{J}(\bar{\phi})$ являются плоскостями:

$$\begin{aligned} \bar{J}_x &= F(\phi_x, J_x, \phi_z, J_z) = const, \\ \bar{J}_z &= G(\phi_x, J_x, \phi_z, J_z) = const. \end{aligned} \quad (12)$$

Это следует из вида нового гамильтониана (9). Решив ее можно построить фазовые поверхности исходной задачи:

$$J_x = f(\phi_x, \phi_z), \quad J_z = g(\phi_x, \phi_z).$$

К сожалению, сложность выражений для \bar{J} не позволяет решить эту систему аналитически и ее приходится решать численно. Для этого заметим, что в (11) мы всегда можем положить $\theta = 0$, после чего косинусы можно

вынести за знак суммы:

$$\begin{aligned} \bar{J}_x = & J_x + J_x^{3/2} [\cos(\phi_x) \sum_m a_{1m}^x + \cos(3\phi_x) \sum_m a_{2m}^x] \\ & + J_x^2 [\cos(4\phi_x) \sum_m C_{1m}^x + \cos(2\phi_x) \sum_m C_{2m}^x] \quad (13) \\ & + \sum_m C_{3m}^x \\ & + J_x^{3/2} [\cos(5\phi_x) \sum_m D_{1m}^x + \cos(3\phi_x) \sum_m D_{2m}^x] \\ & + \cos(\phi_x) \sum_m D_{3m}^x. \end{aligned}$$

На рис. 2 показан горизонтальный фазовый портрет, полученный для СИБИРЬ-2 согласно (13) как с использованием суммы гармоник, так и в приближении одной главной гармоникой. Сравнение с результатами численного моделирования (tracking) показывает хорошее совпадение, несмотря на то, что в формировании этой кривой участвуют два резонанса, один из которых появляется во втором порядке приближения.

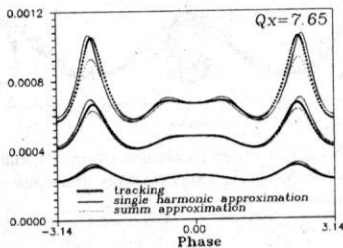


Рис. 2: Сравнение трекинга и предсказания (пять порядков).

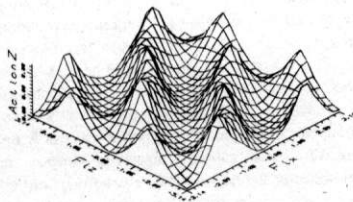


Рис. 3: Фазовая поверхность вертикального движения

Аналогично строятся фазовые поверхности двумерного движения. Не выписывая громоздких выражений (не отличающихся принципиально от одномерного случая), на рис. 3 приведем фазовую поверхность $J_z(\phi_x, \phi_z)$ построенную с использованием трех порядков приближения. Сравнение с трекингом показывает приемлемое совпадение результатов.

5 РЕЗОНАНСНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Область устойчивости частицы можно находить непосредственно из (11) при помощи методики, описанной в [4]. Эта методика основана на нахождении точки разрыва фазовых кривых (11) и может применяться в широком диапазоне невозмущенных частот. Однако, этот метод связан с численным решением степенных уравнений и требует значительно времени ЭВМ.

Оказывается, динамическая апертура может быть найдена из более простых и наглядных соображений. Пользуясь выделенностью определенных гармоник в движении системы, можно попытаться найти динамическую апертуру с помощью приближения изолированного резонанса, как расстояние до соответствующей неустойчивой неподвижной точки. Сложность заключается в том, что на систему влияют резонансы высоких порядков. Например, для СИБИРИ-2 к ограничению области устойчивости приводят резонансы до 7 порядка [6]. Поэтому, для изучения характеристик резонансов требуется использование приведенной выше теории возмущений.

Найдем аналитически ДА горизонтального движения в рабочей области $\nu_x = 7.5 \div 8$. Здесь основными являются резонанс первого порядка $3\nu_x = 4$ и второго порядка $4\nu_x = 5$ (напомним, что бетатронная частота приведена к одному суперпериоду).

В случае резонанса $4\nu_x = 5$ резонансный гамильтониан, который получается из уравнений для производящей функции (7) исключением не только секулярных, но и резонансного слагаемых, выглядит как стандартный гамильтониан нелинейного осциллятора:

$$H = \delta J + J^2 \cdot A_r \cos(4\phi) + J^2 \cdot B$$

где A_r - величина резонансной гармоники, а B - нелинейность. Координаты неподвижной точки вычисляются из уравнений

$$\frac{\partial H}{\partial \phi} = 0, \quad \frac{\partial H}{\partial J} = 0.$$

После несложных вычислений получаем зависимость горизонтальной динамической апертуры в области ν_x от 7.5 до 8.

δ	B	A_r	ν_x	AP_{pr}	AP_{tr}
0.0002	-4.00	6.05	7.50	0.20	0.20
0.005	-3.17	5.80	7.53	0.67	0.67
0.010	-2.39	5.60	7.56	1.03	0.99
0.015	-1.69	5.40	7.59	1.29	1.32
0.0217	-.84	5.20	7.63	1.64	1.70
0.0283	-.65	5.05	7.67	1.87	2.06
0.0383	1.03	4.98	7.73	2.44	2.57
0.0483	2.16	5.15	7.79	2.90	2.85
0.0583	3.62	5.80	7.85	3.40	3.52

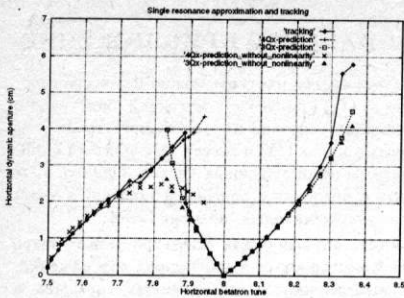


Рис. 4: Горизонтальная динамическая апертура (расчет и численное моделирование).

Здесь δ - расстояние до резонанса, AP_{pr} - предсказанная и AP_{tr} - полученная с помощью трекинга динамическая апертура (в сантиметрах). На рис. 4 приведены результаты вычисления с/без учета нелинейности, которая оказывает значительное влияние вдали от рассматриваемого резонанса.

Аналогичные вычисления могут быть сделаны для резонанса $3\nu_x = 4$. Гамильтониан, использовавшийся при этом, имеет вид:

$$H = \delta J + J^{3/2} \cdot A_r \cos(3\phi) + J^2 \cdot B.$$

Здесь нужно быть внимательным при использовании выражения (10) для вычисления нелинейности - резонансный знаменатель в h_{21} приводит к бесконечному изменению ν_x вблизи резонанса. Однако, на самом деле правильный выбор \tilde{H}_2 ликвидирует резонансный член из суммы, значение которой после этого становится конечным. Результаты вычисления также приведены на рис. 4. Видно, что использование простого приближения изолированного резонанса дает хорошее совпадение с трекингом в достаточно широкой области бетатронной частоты. В принципе, это рассмотрение можно продолжить дальше по частоте, учитывая следующие резонансы.

Приближение изолированного резонанса может применяться и для рассмотрения двумерного резонанса $2\nu_x - 2\nu_z = 5$, который находится близко к рабочей точке. Гамильтониан этого резонанса имеет вид:

$$H = \nu_x J_x + \nu_z J_z + J_x J_z A_r \cos(2\phi_x - 2\phi_z - M\theta) + B_1 J_x^2 + B_2 J_x J_z + B_3 J_z^2.$$

Обычный переход к резонансным переменным (K_x, Φ_x, K_z, Φ_z) при помощи производящей функции

$$F(K_x, \phi_x, K_z, \phi_z) = K_x(\phi_x - \phi_z - \frac{M}{2}\theta) + K_z \phi_z$$

приводит к резонансному гамильтониану в следующей форме:

$$\tilde{H} = \nu_x K_x + B_3 K_x^2 + K_x(\delta + K_x A_r \cos(2\Phi_x) + B_2 K_z - 2B_3 K_z) - K_x^2(A_r \cos(2\Phi_x) + B_2 - B_3 - B_1). \quad (14)$$

Независимость гамильтониана (14) от Φ_z означает наличие в системе инварианта движения $K_z = J_x + J_z$. Поэтому, легко нарисовать фазовый портрет движения, решив полученное уравнение второй степени для нахождения K_x . На рис. 5 показаны фазовые кривые описываемого резонанса, полученные с помощью (14) и численным моделированием (трекинг); совпадение результатов достаточно хорошее. Численные величины, входящие в (14) следующие: $\delta = 3.83 \times 10^{-3}$, $A_r = -650[1/м]$, $B_1 = 0$, $B_2 = -1470[1/м]$, $B_3 = -50[1/м]$.

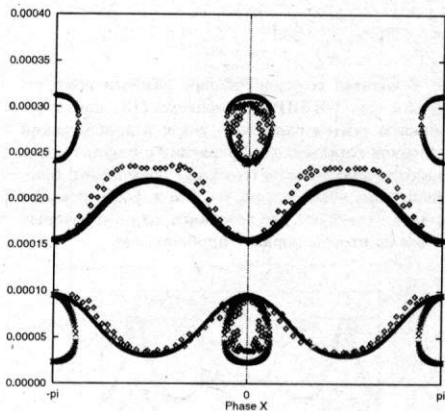


Рис. 5: Фазовые кривые резонанса связи. Нижние кривые соответствуют горизонтальному движению, верхние - вертикальному.

6 ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЯ

Нами изучен гармонический подход к изучению нелинейной динамики пучка для источника СИ с сильными секступольными линзами, компенсирующими натуральный хроматизм на примере накопителя электронов СИБИРЬ-2. Развито использование метода канонических преобразований Ли для построения решений различных порядков приближения, с помощью которого можно получать фазовые портреты сложной нелинейной системы. Здесь, однако, имеется вопрос, требующий дальнейших исследований, а именно, вопрос о сходимости рядов полученных решений: несмотря на формальную и принципиальную расходимость, результаты достаточно хорошо совпадают с трекингом.

Показано, что динамическая апертура может вычисляться, несмотря на достаточно сложную систему, из достаточно простых соображений: с помощью приближения одиночного резонанса рассчитана величина устойчивой области горизонтального движения в окрестности рабочей бетатронной частоты, совпадающая с проведенным численным моделированием.

Список литературы

- [1] V.Korchuganov et al. Optimization of the Parameters of the Dedicated Synchrotron Radiation Source for Technology, NIM 208 (1983), pp.11-18.
- [2] R.Nagaoka et al. Nonlinear dynamics with sextupoles in low-emittance light source storage rings. NIM, A302 (1991), p.9.
- [3] Е.Левичев, В.Сажаев. Исследование нелинейной динамики источника синхротронного излучения с минимизированным эмиттансом. Препринт ИЯФ СО РАН (в печати).
- [4] E.Levichev and V.Sajaev. Nonlinear Beam Behaviour Study Using Lie Transforms. The Proceedings of the European Particle Accelerator Conference EPAC'94, London, 1994 (in press).
- [5] J.Cary. Lie Transform Perturbation Theory For Hamiltonian Systems. Phys.Rep.79, No.2 (1981) 129-159.
- [6] В.Н.Корчуганов, Е.Б.Левичев, В.В.Сажаев. Компенсация хроматизма и динамическая апертура накопителя электронов СИБИРЬ-2 (численное моделирование), Препринт ИЯФ 93-27 (1993).

Моделирование продольной динамики электронных сгустков в циклическом ВЧ ускорителе-рекуператоре непрерывного действия для ЛСЭ с большой средней мощностью

Н.А. Винокуров и А.С. Соколов

Институт ядерной физики им. Будкера, Новосибирск

Аннотация

Моделирование продольной фокусировки электронных сгустков с большим средним током, существенно подгружающим ВЧ резонаторы непрерывного действия в циклическом ускорителе-рекуператоре для мощного лазера на свободных электронах (ЛСЭ), кратко описано и иллюстрировано вычислительными результатами.

Продольное фазово-энергетическое движение электронных сгустков в циклическом ВЧ ускорителе-рекуператоре (рис. 1) может использоваться для увеличения пикового тока электронов при достижении их максимальной энергии [1]. При этом магнитная система ускорителя имеет ненулевую продольную дисперсию, а электронные сгустки проходят ВЧ резонаторы ускорителя в ненулевой ВЧ фазе (т.е. не в максимуме ускоряющего ВЧ напряжения).

В описываемом моделировании каждый электронный сгусток, начинающий процесс ускорения, представлен своим массивом частиц на продольной фазовой плоскости с заданным начальным эмиттансом. Этот массив далее преобразуется после каждого прохождения сгустком ВЧ резонаторов в соответствии с текущим значением ускоряющего ВЧ напряжения. В свою очередь, каждая частица с зарядом q , проходя ВЧ резонаторы ускорителя, наводит в них дополнительное ВЧ напряжение с вектором:

$$\vec{V}_q = -\vec{q}\pi Z_w f_{cav},$$

где Z_w — суммарный волновой импеданс ВЧ резонаторов (моделируется циклический ускоритель с единственным эквивалентным ВЧ резонатором), f_{cav} — резонансная частота ВЧ резонатора. Полное наведенное всеми частицами всех электронных сгустков ВЧ напряжение непрерывно колеблется с частотой ВЧ резонатора, затухая с постоянной времени ВЧ резонатора:

$$\tau = \frac{Q}{\pi f_{cav}},$$

где Q — величина добротности ВЧ резонатора, нагруженного вводом ВЧ мощности. Полное ускоряющее ВЧ напряжение резонатора в текущий момент времени есть векторная сумма невозмущенного ВЧ напряжения, непрерывно колеблющегося с частотой ВЧ генератора f_{gen} , и полного наведенного ВЧ напряжения, индуцированного

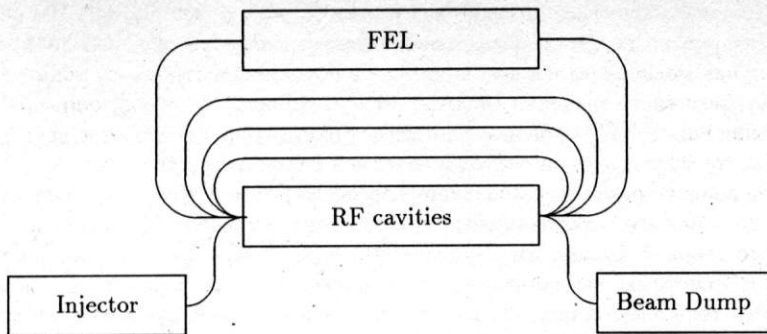


Рис. 1. Принципиальная схема циклического ВЧ ускорителя-рекуператора для ЛСЭ.

не только электронным пучком, а также коррекциями амплитуды U_{gen} и фазы ϕ_{gen} на выходе ВЧ генератора либо относительной расстройки частоты ВЧ резонатора $\xi = 1 - f_{cav}/f_{gen}$ (когда коррекция ϕ_{gen} заменяется коррекцией величины $arctg(2Q\xi)$), вносимыми системой обратной связи ВЧ резонатора.

Большой средний ток электронов (сравнимый с величиной отношения амплитуды ВЧ напряжения к шунтовому импедансу ВЧ резонатора) вызывает изменение как амплитуды, так и фазы суммарного ВЧ напряжения резонатора, что требует его компенсации с помощью системы обратной связи ВЧ резонатора. Идеализированная обратная связь, стабилизирующая амплитуду и фазу суммарного ВЧ напряжения резонатора, моделируется управлением генератором ВЧ мощности по соотношениям:

$$\begin{cases} \dot{U}_{gen}(t) \sim -\frac{G}{\tau} \delta U_{cav}(t - \Delta t) \\ \dot{\phi}_{gen}(t) = -\frac{G}{\tau} \delta \phi_{cav}(t - \Delta t) \end{cases}$$

где δU_{cav} , $\delta \phi_{cav}$ — отклонение от заданных амплитуды и фазы суммарного ВЧ напряжения на резонаторе, Δt — задержка в цепи обратной связи ВЧ резонатора, G — коэффициент усиления в цепи обратной связи (реально величина $G/\tau \leq 2\pi$ МГц, см. например [2]). Диапазон и скорость изменения амплитуды и фазы ВЧ напряжения на выходе ВЧ генератора (либо перестройки частоты ВЧ резонатора) ограничены их реальными значениями.

В качестве иллюстрации такого моделирования приведем вычислительные результаты, полученные для циклического сверхпроводящего ВЧ ускорителя-рекуператора, проектируемого для создания мощного ЛСЭ в Японском институте исследований по атомной энергии (JAERI) [3]. На рис. 2 изображены шесть фазовых диаграмм электронных сгустков после трех ускоряющих (a,b,c) и трех замедляющих (d,e,f) проходов через ВЧ резонаторы для случая изохронной магнитной оптики электронных дорожек ускорителя (без фазового движения сгустка для его продольной фокусировки, с проходом ВЧ резонаторов в нулевой ВЧ фазе с максимумом ускоряющего поля). В данном случае использовался малый средний ток электронов (1 мкА), так как при отсутствии фазового движения электронных сгустков работа системы обратной связи ВЧ резонаторов заключается в основном только в стабилизации амплитуды ВЧ напряжения во время изменения величины среднего тока электронов и не представляет проблем. Для третьей фазовой диаграммы (с) сгустка, проходящего через ондулятор ЛСЭ, расчётный коэффициент усиления ЛСЭ составляет 1.4% на 1 мА среднего тока электронов. На рис. 3 приведены аналогичные результаты для

неизохронной магнитной оптики с ненулевой (8°) ВЧ фазой прохода ВЧ резонаторов, оптимизированных под максимальный коэффициент усиления ЛСЭ $3.6\%/мА$. В данном случае моделировался весь процесс включения электронного тока в ускорителе от 0 до проектного значения $10 мА$ за 10^5 ВЧ периодов с последующим наблюдением в течении еще 10^5 ВЧ периодов на предмет отсутствия продольных неустойчивостей при работе моделируемой системы обратной связи ВЧ резонаторов.

При аналогичном моделировании разрезного ВЧ микротрона-рекуператора непрерывного действия, изготавливаемого для создания мощного инфракрасного ЛСЭ в Институте ядерной физики им. Будкера [4], была обнаружена продольная неустойчивость ВЧ системы, вызванная фазовым движением электронного сгустка, с порогом среднего тока электронов $\sim 35 мА$, тогда как проектный максимум тока составляет $100 мА$. Механизм этой пороговой неустойчивости обусловлен тем, что при отклонении амплитуды ВЧ напряжения резонаторов в меньшую (большую) сторону в результате всего процесса фазового движения в ускорителе отработанный электронный пучок, выведенный из микротрона, имеет большую (меньшую) энергию по сравнению с инжектируемым в микротрон пучком, т.е. забирает (отдает) энергию в ВЧ резонаторах. Система обратной связи не устраняет такую неустойчивость, а приближенные оценки дают такую же величину порогового тока. По этой причине фазовое движение в данном микротроне впоследствии было выбрано так (см. рис. 4), что электронный сгусток при достижении максимальной энергии (после четырех ускоряющих проходов ВЧ резонаторов) совершит три четверти фазового колебания (вместо одной четверти ранее). В таких условиях значения энергий электронов на четвертой дорожке микротрона (где будет расположен ЛСЭ) и на выходе из микротрона практически не зависят от флуктуаций амплитуды ВЧ напряжения резонаторов. На рис. 4 приведен результат моделирования включения электронного тока от 0 до $100 мА$. При дальнейшем увеличении тока до $300 мА$ продольная неустойчивость также не наблюдалась.

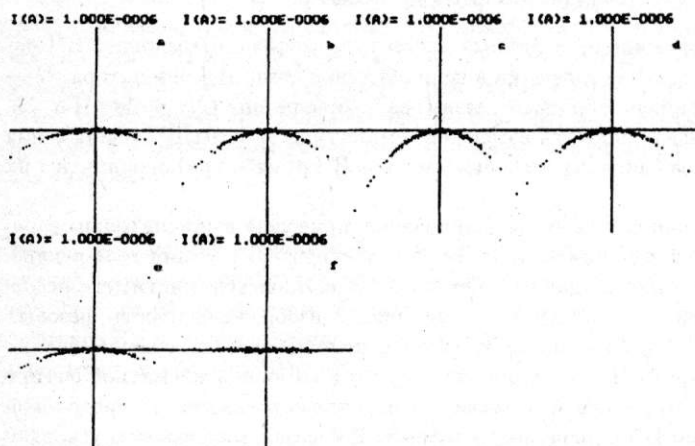


Рис. 2. Фазовые диаграммы электронных сгустков с осями абсцисс $\pm 10^\circ$ ВЧ фазы и ординат ± 4.5 МэВ разброса энергий электронов, после трех ускоряющих (a,b,c) и трех замедляющих (d,e,f) последовательных проходов через ВЧ резонаторы циклического ускорителя-рекуператора, проектируемого в JAERI, для случая изохронной магнитной оптики электронных дорожек.

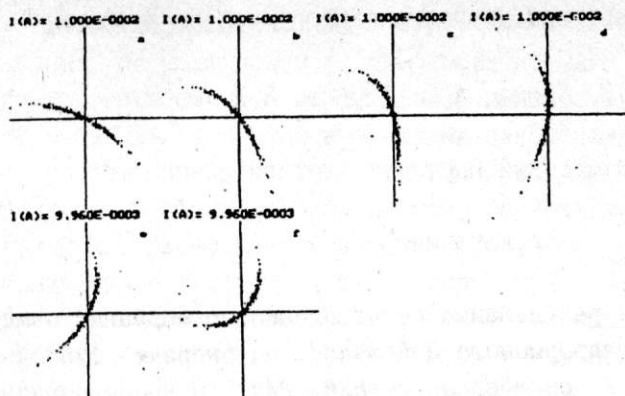


Рис. 3. Диаграммы, аналогичные рис. 2, для неизохронной магнитной оптики.

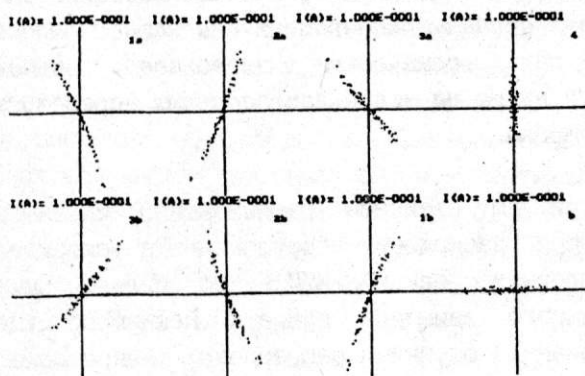


Рис. 4. Фазовые диаграммы электронных сгустков с осями абсцисс $\pm 10^\circ$ ВЧ фазы и ординат ± 1 МэВ разброса энергий электронов, после четырех ускоряющих (1a, 2a, 3a, 4) и четырех замедляющих (3b, 2b, 1b, b) последовательных проходов через ВЧ резонаторы разрезного микротрона-рекуператора, создаваемого в ИЯФ им. Будкера.

Литература

- [1] A.S.Sokolov and N.A.Vinokurov, Nucl. Instr. & Meth., A341 (1994) 398.
- [2] "An Infrared Free Electron Laser for the Chemical Dynamics Research Laboratory" Design Report, April 1992, PUB-5335, Lawrence Berkeley Laboratory, University of California, USA.
- [3] M.Takao et al., Nucl. Instr. & Meth., A331 (1993) 218.
- [4] В.Г.Вешеревич и др., "Проект мощного лазера на свободных электронах на базе разрезного микротрона-рекуператора", доклад на сессии N11 14-го Совещания по ускорителям заряженных частиц, октябрь 1994, Протвино.