

В.381.1

В.85

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

**Том I**

НОВАЯ ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ СИСТЕМА НАКОПИТЕЛЯ ВЭШ-3

В.С.Арбузов, А.Н.Белов, С.А.Беломестных, С.И.Биоко,  
А.А.Бушуев, В.Г.Вешеревич, В.Н.Волков, Э.И.Горникер,  
С.А.Крутихин, И.В.Кушцов, Г.Я.Куржин, Н.Н.Лебедев,  
В.М.Меджидзаде, В.М.Петров, А.М.Пилян, И.К.Седляров

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Для обеспечения работы накопительного кольца ВЭШ-3 в двухступковом режиме создана новая ВЧ-система, состоящая из двух ускоряющих резонаторов, трех усилителей мощности и аппаратуры управления и контроля.

В старой ВЧ-системе /1/ для быстрого накопления использовалась первая гармоника частоты обращения. Второй резонатор работал на 19 гармонике и обеспечивал работу на высокой энергии. Чтобы получить один ступок во время накопления, резонатор высокой гармоники необходимо было очень сильно расстраивать. Его расстройка должна удовлетворять условию

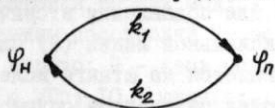
$$\Delta f > \frac{2 \varphi_2^2 I_0 I_2 P_2}{3 \pi \varphi_1 U_1 \cos \varphi_2},$$

где  $f_0$  - частота обращения;  $I_0$  - накопленный ток;  $P_2$  - характеристическое сопротивление резонатора высокой гармоники;  $U_1$  - амплитуда напряжения низкой гармоники;  $\varphi_2$  - равновесная фаза. При включении напряжения 19 гармоники резонатор приходилось настраивать. Процесс перестройки резонатора и подъема напряжения требовал тонкой настройки, так как мог сопровождаться синхронными колебаниями и потерей частиц.

Поскольку два одинаковых и симметрично расположенных ступка не наводят напряжение на резонаторе нечетной гармоники, то в двухступковом режиме было заманчиво применить вторую и девятнадцатую гармоники, не очень сильно расстраивая резонатор последней, работающий в пассивном режиме. Это, казалось, давало возможность накопить два ступка, сохранить быстрое накопление, использовать два сильных резонанса на нечетной и четной гармониках для подавления синфазной и противофазной моды фазовых колебаний ступков. Однако, оказалось, что если в ускорителе есть  $n$  симметричных ступков и есть пассивный резонатор, настроенный на гармонику, не кратную  $n$ , то при достаточно большом сопротивлении этого резонатора фазовое движение ступков статически неустойчиво. При малейшем толчке, приводящем к несимметрии ступков, на пассивном резонаторе наводится напряжение, которое способствует развитию несимметрии ступков. Чтобы в двухступковом режиме движение ступков было статически устойчивым, расстройка пассивного резонатора должна удовлетворять условию

$$\Delta f > \frac{\varphi_2 I_0 I_2 P_2}{q_1 U_1 \cos \varphi_2}.$$

При перехвате в 19 гармонику ступки располагаются в накопителе несимметрично. Условие отсутствия когерентных синхротронных колебаний для этого случая оказалось существенно отличным от условия при симметрично расположенных ступках. Фазовому движению симметричной системы из  $n$  макрочастиц соответствует направленный граф, показанный на рис. I



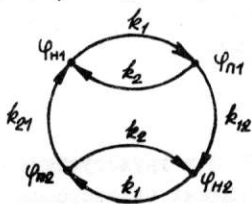
1/2/, 1/3/, где  $\varphi_n$  - фаза пучка частиц;  $\varphi_n$  - фаза напряжения на резонаторе;

Рис. I. Направленный граф для симметричной системы из  $n$  макрочастиц.

$$k_1 = \frac{-j \frac{I_0}{I} Q}{1 + jQ \left( \frac{P}{P_0} - \frac{P_0}{P} \right)};$$

$$k_2 = \frac{\sum_q q A_q I_0 [-(X_{q+} + X_{q-}) + j(Z_{q+} + Z_{q-})]}{2 \sum_q q Z_q \cos \varphi_q};$$

$Q, \omega_0$  - добротность и частота синхротронных колебаний;  $\omega$  - частота возмущающего воздействия;  $q$  - номер гармоники;  $A_q$  - коэффициент гармоники;  $X_{q+}, X_{q-}, Z_{q+}, Z_{q-}$  - реактивные и активные сопротивления резонатора на



верхней и нижней боковой частотах  $q$ -й гармоники;  $Z_q$  - напряжение  $q$ -й гармоники;  $\varphi_q$  - равновесная фаза  $q$ -й гармоники.

Движению несимметричной системы из двух одинаковых сгустков будет соответствовать направленный граф, показанный на рис.2, где  $\varphi_{n1}$  и  $\varphi_{n2}$  - фазы первого и второго пучков;  $\varphi_{n1}$  и  $\varphi_{n2}$  - фазы напряжения на резонаторах для первого и второго пучков;

Рис.2. Направленный граф для несимметричной системы из двух одинаковых сгустков.

$$k_{12} = \frac{\sum_q A_q I_0 [-(X_{q+} + X_{q-}) \cos \theta \mp (Z_{q+} + Z_{q-}) \sin \theta + j(Z_{q+} - Z_{q-}) \cos \theta \mp j(X_{q+} - X_{q-}) \sin \theta]}{\sum_q q Z_q \cos \varphi_q};$$

$\theta = q \omega_0 \Delta t$ ;  $\Delta t$  - отрезок времени между моментами пролета сгустков через резонатор. Исследование этой системы показало, что даже при двух резонаторах, второй и девятнадцатой гармоники, при некоторых расстройках возможно возбуждение синхротронных колебаний (оба резонатора при этом расстроены вниз). Поэтому было решено выбрать для быстрого накопления частиц в два сгустка вторую гармонику, для работы на высоких энергиях - восемнадцатую гармонику и пятую гармонику для разведения частот синхротронных колебаний сгустков. При этом один резонатор возбуждается на второй гармонике частоты обращения, а другой - в двухмодовом режиме на восемнадцатой и пятой гармониках.

Схематический чертёж резонатора второй гармоники представлен на рис.3. Резонатор представляет собой короткозамкнутый отрезок коаксиальной линии, нагруженный на емкость величиной 1300 пФ (6) из 20 вакуумных конденсаторов К61-4 (50 и 100 пФ, 45 кВ) и 2 вакуумных конденсаторов переменной емкости КПШ-3 (5-100 пФ, 25 кВ). Резонатор состоит из двух частей, которые охватывают керамический изолятор (7), впаянный в вакуумную камеру накопителя (3). Настройка резонатора осуществляется вращающейся рамкой (2). Охлаждается резонатор дистиллированной водой, протекающей по трубкам, припаянным к корпусу резонатора (1), стенкам внутреннего проводника коаксиальной линии (8) и петле ввода мощности (5). Корпуса вакуумных конденсаторов имеют принудительное воздушное охлаждение. Резонатор имеет следующие электрические параметры: добротность - 4000, характеристическое сопротивление - 12 Ом, шунтовое сопротивление - 48 кОм, максимальная амплитуда напряжения на зазоре - 20 кВ.

Второй ускоряющий резонатор вакуумный и работает в двухмодовом режиме на частотах 72,54 МГц и 20,15 МГц. По конструкции (рис.4) нижней полости, резонирующей на частоте 72,54 МГц, он аналогичен старому резонатору накопителя ВЭПШ-3 /1/, работавшему на частоте 76,57 МГц. Внутри корпуса нижней полости (8) на штанге (10) подвешена медная труба с дисками ("катушка"). По штанге на катушку подается постоянное напряжение до 20 кВ для подавления вторичного электронного разряда. Четвертьволновый отрезок коаксиальной линии (3) служит для замыкания напряжения 18 гармоники, которое появляется на штанге вследствие асимметрии катушки относительно корпуса. Настройка резонатора осуществляется упругой деформацией торцевых стенок резонатора. Подстройка резонатора 5-й

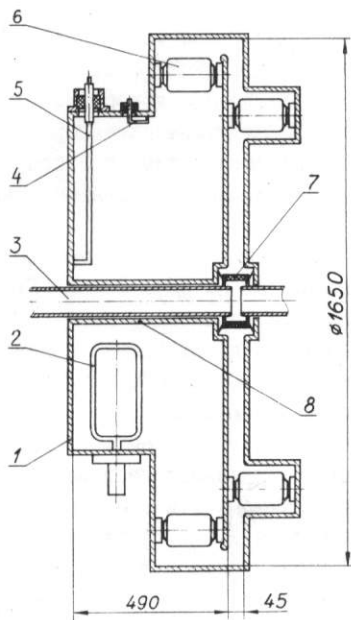


Рис.3. Ускоряющий резонатор  
8,06 МГц:

1 - корпус; 2 - петля подстройки;  
3 - вакуумная камера;  
4 - датчик напряжения;  
5 - петля ввода мощности;  
6 - вакуумные конденсаторы;  
7 - керамический изолятор;  
8 - внутренний проводник коаксиальной линии.

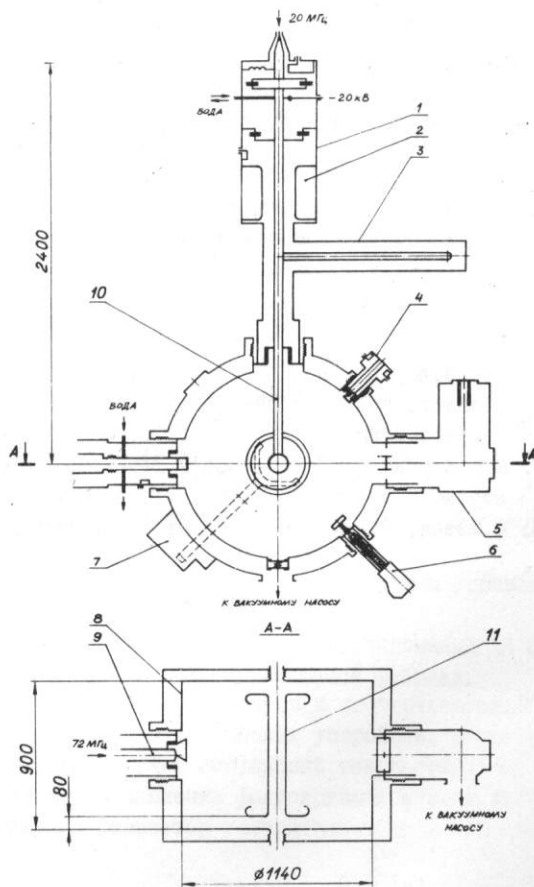


Рис.4. Ускоряющий резонатор  
72,54 МГц и 20,15 МГц:

1 - резонансная полость частоты 20,15 МГц;  
2 - пластины перестройки частоты 20,15 МГц;  
3 - четвертьволновый короткозамыкатель 72,54 МГц;  
4 - датчик напряжения; 5 - сорбционный насос;  
6 - механизм подстройки высших мод;  
7 - механизм подстройки 72,54 МГц;  
8 - корпус; 9 - ввод мощности 72,54 МГц;  
10 - штанга; 11 - труба с дисками ("катушка").

гармоники осуществляется шесть вращающимися пластинами (2). Охлаждается резонатор дистиллированной водой. Резонатор имеет следующие электрические параметры на 18 гармонике: добротность - 23000; характеристическое сопротивление - 150 Ом; шунтовое сопротивление - 3,45 МОм; максимальное ускоряющее напряжение - 800 кВ; коэффициент пролетного времени - 0,8. Электрические параметры резонатора на 5 гармонике: добротность - 2100; характеристическое сопротивление - 75 Ом; шунтовое сопротивление - 157 кОм; максимальное ускоряющее напряжение - 12 кВ; коэффициент пролетного времени - 0,34.

ВЧ-питание резонаторов осуществляется от трех усилителей мощности. Один из них (на частоту 8,06 МГц) имеет выходной каскад на двух лампах ГУ-36Б и развивает мощность до 20 кВт. Усилитель мощности на частоту 72,54 МГц имеет выходную мощность до 120 кВт. Его выходной каскад двухтактный, на тетродах ГУ-53А. В качестве усилителя мощности 5 гармоники 20,15 МГц использован передатчик с максимальной выходной мощностью 5 кВт.

Аппаратура управления ВЧ-системой обеспечивает включение и выключение ВЧ-мощности, авторегулирование усиления для стабилизации напряжения на резонаторах или тока фидеров, а также выключение ВЧ-мощности в аварийных режимах. Резонаторы снабжены устройствами для автоматической подстройки собственных частот с помощью сервоприводов. Управление сервоприводом для малых расстройек резонатора осуществляется от фазометра, измеряющего разность фаз между напряжением на ускоряющем зазоре и током фидера резонатора. При больших расстройках сервопривод управляется от потенциометрического датчика, установленного на резонаторе. Система синхронизации обеспечивает фазировку ускоряющих ВЧ-напряжений между собой. Для синхронизации перепуска в ВЭПП-3 из синхротрона Б-4, являющегося его инжектором, частота обращения Б-4 жестко привязана к частоте обращения ВЭПП-3 с помощью петли ФАПЧ, так что

$$f_{Б-4} = \frac{N_1}{N_2} f_{ВЭПП-3},$$

где  $N_1$  и  $N_2$  - целые числа. Частоту Б-4 можно менять, изменяя коэффициент  $N_1$  с дискретностью 10 кГц в пределах  $\pm 3\%$  от средней частоты (37,4 МГц).

#### Литература

1. В.Г.Вещеревич и др. Высокочастотная система электрон-позитронного накопительного кольца ВЭПП-3. Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. М.: Наука, 1972, т.2, с.164.
2. М.М.Карлинер. Устойчивость фазового движения многих сгустков в накопителях заряженных частиц.-ЖТФ, т.41, в.9, с.1806.
3. С.Мэзон, Г.Циммерман. Электронные цепи, сигналы и системы. М.: ИЛ, 1963.

ПОТЕРИ ЧАСТИЦ В СИНХРОТРОНЕ НА ЭТАПЕ ИНЖЕКЦИИ,  
ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ПУЧКА С РЕЗОНАТОРОМ

М.М.Карлинер, М.С.Пеккер, В.Ф.Туркин, Б.М.Фомель,  
В.П.Яковлев

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В составе комплекса ВЭП-2 работает сильноточный синхротрон со слабой фокусировкой Б-ЗМ [1]. Ускорение в Б-ЗМ проводится в два этапа. На первом этапе после однооборотной инжекции пучка из импульсного линейного ускорителя ИЛУ с энергией электронов 2,5 МэВ происходит ускорение до 7 МэВ за 0,3 мс при помощи бетатронного сердечника. На втором этапе пучок ускоряется ВЧ-полем резонатора до энергии 250 МэВ.

Синхротрон Б-ЗМ имеет следующие параметры:

Периметр орбиты	8,1 м
Апертура камеры ( $Y \times Z$ )	12 см x 8 см
Бетатронные частоты $\theta_r, \theta_z$	0,707, 0,868
Коэффициент пространственного сжатия орбит $\Gamma$ при энергии 2,5 МэВ	2,47
Частота обращения $f_0$	37 МГц
Кратность частоты ускоряющего напряжения	1
Шунтовое сопротивление ВЧ-резонатора R	7,8 кОм
Добротность ВЧ-резонатора Q	65
Длительность фронта инфлектора	5 нс
Рабочая частота ИЛУ	3 МГц
Импульсный ток	3 А

Установлено, что основное ограничение величины ускоряющего тока определяется потерями частиц пучка на первом этапе ускорения. В настоящее время исследуются пути повышения тока ускоряемого пучка до 10 А. В связи с этим в данной работе рассматриваются особенности динамики ускоряемого в бетатронном режиме пучка, взаимодействующего с пассивным ВЧ-резонатором.

1. Амплитуда наведенного пучком напряжения на резонаторе в Б-ЗМ определяется амплитудой первой гармоники тока пучка (собственная частота резонатора  $f_R \approx f_0$ ). При токе инжекции 10 А амплитуда первой гармоники составляет 4 А. Это приводит к тому, что наводимое пучком напряжение на резонаторе оказывает сильное влияние на динамику пучка в целом (поэтому линейная теория для описания взаимодействия с ВЧ-резонатором [2] здесь неприменима). Пучок теряет энергию и увеличивается его энергетический разброс. Происходит перекачка энергии от пучка в резонатор, причем часть ее теряется безвозвратно вследствие омических потерь. Уменьшение энергии пучка приводит к тому, что средняя частота обращения частиц пучка увеличивается (рис.1). При начальном соотношении  $f_R > f_0$  она приближается к  $f_R$  ("втягивание в резонанс"), при  $f_R < f_0$  - удаляется. Заметим, что при  $f_R < f_0$  пучок имеет тенденцию к группировке (увеличению первой гармоники тока), а при  $f_R > f_0$  - к растяжению по фазе (уменьшению первой гармоники тока). Тем не менее при  $f_R > f_0$  амплитуда напряжения на резонаторе при небольших расстройках или больших токах может не падать, а даже расти из-за "втягивания в резонанс", и, таким образом, приводить к уменьшению средней энергии частиц и их потере. При малых токах или больших расстройках резонатора может наступить стабилизация пучка без

заметной потери его энергии. Вопрос о том, когда происходит стабилизация пучка, а когда "втягивание в резонанс", исследовался в данной работе с помощью численного счета из-за сложности нелинейных процессов, определяющих динамику пучка. При  $f_R < f_0$  стабилизации пучка не происходит, так как группировка приводит к поддержанию амплитуды первой гармоники тока, а увеличение средней частоты обращения лишь к уменьшению эффективности взаимодействия пучка с резонатором.

2. При построении численной модели взаимодействия пучка с резонатором мы сделали следующие физические предположения:

а) Амплитуда напряжения на резонаторе меняется адиабатически медленно по сравнению с периодом обращения частиц в ускорителе и в случае слабой фокусировки с периодом бетатронных колебаний.

б) В резонаторе возбуждается лишь одна мода колебаний. Для построения модели мы воспользовались методом макрочастиц. При сделанных выше предположениях динамика пучка может быть описана системой уравнений фазовых колебаний [3] для макрочастиц в сопровождающей системе отсчета, которая вращается с частотой  $f_0$ :

$$\frac{d\psi_i}{dt} = -2\pi f_0 \Gamma \frac{\epsilon_i - \epsilon_0}{\epsilon_0}, \quad \frac{d\epsilon_i}{dt} = q f_0 \operatorname{Re}(\tilde{u} e^{-i\psi_i}), \quad (1)$$

где  $\epsilon_0$  - энергия синхронной частицы в центре камеры,  $\psi_i, \epsilon_i$  - фаза и энергия  $i$ -й частицы,  $\tilde{u}$  - амплитуда напряжения на резонаторе. Вследствие медленности изменения амплитуды напряжения на резонаторе и фаз макрочастиц в сопутствующей системе отсчета, выражение для напряжения на резонаторе имеет вид:

$$u(t) = -R \omega_R \int_0^t I_1(v_i t') e^{i\omega_R(t-t')(i-1/2a)} dt', \quad (2)$$

где  $\omega_R = 2\pi f_R$ .

Здесь  $I_1(\psi_i, t) = \tilde{I}(t) \exp(\psi - \omega_0 t)$  - первая гармоника плотности тока пучка,  $\tilde{I}(t)$  - медленно меняющаяся во времени ее амплитуда,  $\omega_0 = 2\pi f_0$ .

В данной модели допустимая энергия частиц пучка определяется эффективной радиальной апертурой камеры, которая для Б-ЗМ равна 9 см. В соответствии с этим мы полагали при расчетах, что  $|\epsilon_i - \epsilon_0| < 0,017\epsilon_0$ .

3. Приведем результаты численных расчетов динамики пучка в Б-ЗМ для положительной и отрицательной расстройки резонатора относительно частоты обращения. На рис.2а показана эволюция пучка для случая  $f_R < f_0$ . Видно, что пучок сгруппирован, совершает фазовые колебания без заметного увеличения энергетического разброса частиц. Прделанные нами расчеты показали, что для других начальных распределений частиц пучка картина не меняется - происходит группировка без заметного увеличения энергетического разброса частиц.

На рис.2 б показана эволюция пучка для случая  $f_R > f_0$ . Видно, что пучок растягивается по фазе с заметным увеличением энергетического разброса. Это обстоятельство как раз и является стабилизирующим фактором неустойчивости пучка. Конкуренция двух процессов - "втягивания в резонанс" и роста энергетического разброса в конечном счете определяет динамику пучка. На рис.3 приведены зависимости величины тока пучка от числа оборотов для разных значений частоты резонатора  $f_R$ . Видно, что при  $f_R > f_0$  происходит "втягивание в резонанс", вследствие чего часть тока пучка теряется. После

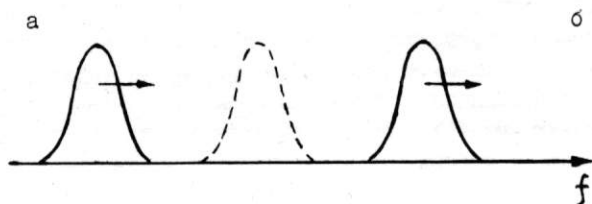


Рис. 1. Частоты обращения частиц пучка

а) -  $f_R > f_0$  , б) -  $f_R < f_0$  .

Стрелкой показано направление изменения средней частоты обращения частиц пучка при взаимодействии с пассивным ВЧ-резонатором, пунктиром - частотная характеристика резонатора.

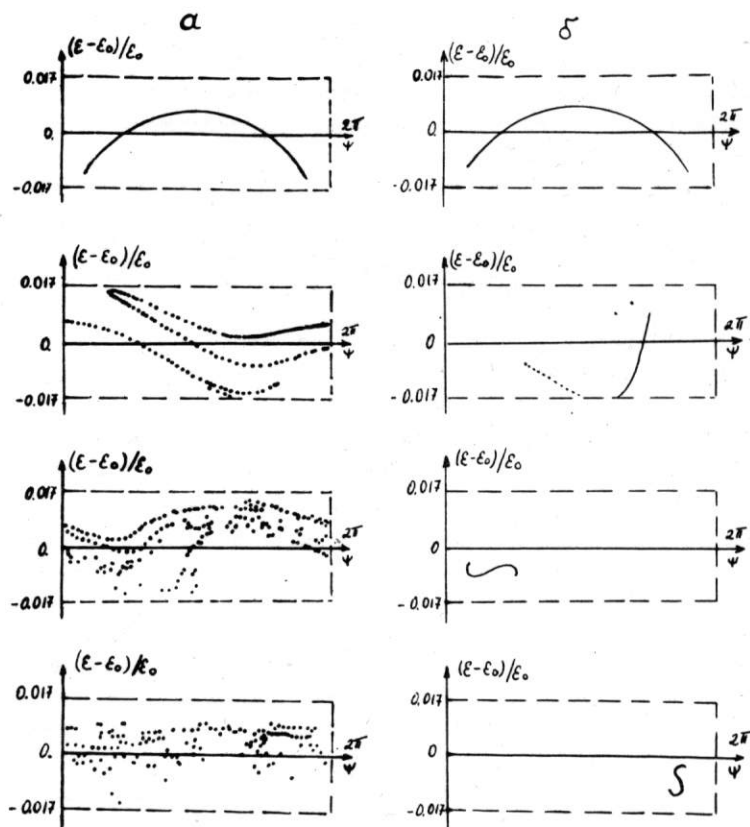


Рис. 2. Фазовые портреты пучка

( $f_0 = 37$  МГц,  $R = 7,8$  кОм,  $Q = 65$ , средний ток пучка при инжекции 10 А);

а)  $f_R = 34$  МГц; I - I-й оборот, II - 30-й, III - 120-й, IV - 180-й; б)  $f_R = 40$  МГц; I - I-й оборот, II - 40-й, III - 80-й, IV - 160-й.



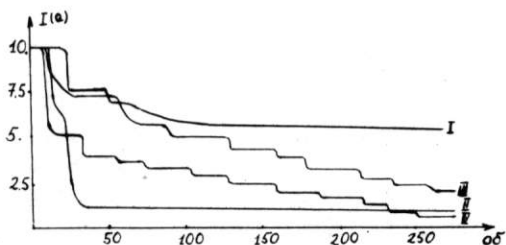


Рис.3. Зависимость среднего тока пучка от числа оборотов ( $f_0 = 37$  МГц,  $R = 7,8$  кОм,  $Q = 65$ );  
 I -  $f_r = 40$  МГц, II -  $f_r = 39$  МГц,  
 III -  $f_r = 35$  МГц, IV -  $f_r = 34$  МГц.

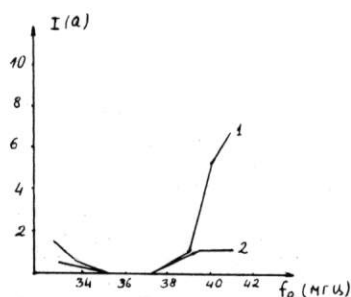


Рис.4. Зависимость среднего тока от частоты резонатора. Число оборотов пучка  $N = 420$ .  
 I - расчет, 2 - измерения.

этого оставшийся ток уже не меняется. При  $f_r < f_0$  потери частиц происходят в момент времени, когда пучок касается стенок камеры (рис.2 а), что приводит к уменьшению фазовой протяженности пучка. Поэтому кривые на рис.3, соответствующие  $f_r < f_0$ , имеют ступенчатый характер. Отметим, что при  $f_r > f_0$  ток пучка вначале больше тока при  $f_r < f_0$ , но затем уменьшается до нуля.

На рис.4 приведены кривые зависимости тока пучка от частоты резонатора, полученные из расчета и эксперимента на ускорителе Б-ЗМ. Видно лишь качественное согласие: кривые асимметричны относительно частоты  $f_0 = 37$  МГц и при малых расстройках близки. Полученные экспериментально зависимости тока пучка от времени при разном знаке расстройки ВЧ-резонатора находятся в качественном согласии с расчетом. Количественного согласия нет из-за наличия в Б-ЗМ так называемого "микросекундного сброса" пучка. Причины "микросекундного сброса", по-видимому, не связаны с ВЧ-резонатором и в настоящее время исследуются.

#### Литература

1. Г.И.Будкер, А.В.Киселев и др.-Атомная энергия, т.20. № 3, с.206, 1966.
2. В.Нейл, А.Сесслер.-Приборы для научных исследований, вып.3, с.42, 1961.
3. Дж.Левингуд. Принципы циклических ускорителей, ИЛ, Москва, 1963, с.118.

НОВАЯ УСКОРЯЮЩАЯ ВЧ-СИСТЕМА УСКОРИТЕЛИ ИНЪЕКТОРА Б-3М  
КОМПЛЕКСА ВЭПП-2

Г.Я.Куркин, С.А.Беломестных, В.М.Петров, С.А.Крутихин,  
Н.Н.Лебедев, П.А.Климин, В.Ф.Туркин

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Высокочастотная система электронного синхротрона Б-3М, ранее работавшая на III гармонике частоты обращения (III МГц) [1], переведена на I гармонику (37 МГц). Это дает возможность увеличить ускоренный ток, выпустить из Б-3М короткий ступок электронов и организовать точную синхронизацию инъекции. Это все позволяет увеличить скорость накопления частиц в ВЭПП-2. Ускоряющий резонатор, фидерная линия и система управления изготовлены заново. Генератор мощности на 37 МГц построен с использованием элементов ранее работавшего генератора.

Особенностью ускорителя Б-3М является то, что в него инжектируются большие токи электронов (до 6 А) на сравнительно малой энергии 2,5 МэВ. Допустимый энергетический разброс электронов  $\pm 0,5\%$ . Необходимо было создать такую ускоряющую ВЧ-систему, чтобы наведенное напряжение не увеличивало энергетический разброс электронов, что приводило бы к их потере.

Сделана такая ВЧ-система, что ее выходное сопротивление в окрестности гармоник частоты обращения для пучка мало (десятки Ом), а заметные резонансы есть только вблизи низких номеров гармоник и отстоят они от гармоник более чем на 2 МГц.

Одним из ограничений ускоренного тока в Б-3М в старом варианте были многоступковые когерентные колебания, с которыми практически невозможно было бороться. Переход на один ступок позволил организовать цепь обратной связи для подавления дипольных когерентных колебаний.

Одноступковый режим работы позволяет организовать точную инъекцию частиц в ВЭПП-2. Ускорители Б-3М и ВЭПП-2 работают от независимых задающих генераторов частоты обращения. После того как электроны в Б-3М ускорены, нужно дождаться момента, чтобы произвести перепуск с необходимой точностью. В нашем случае время ожидания ограничено (2 мкс). Вероятность возможности произвести в этом случае инъекцию с заданной точностью зависит от соотношения частот задающих генераторов. Численные расчеты, а затем и опыт работы ускорителя показал, что при рабочих соотношениях частот генераторов и точности перепуска  $\pm 1$  нс время ожидания не превышает 1,5 мкс.

Ускоряющий резонатор вакуумный, состоит (рис.1) из двух короткозамкнутых отрезков коаксиальных линий, на свободных концах которых закреплены бобышки I, образующие ускоряющий зазор. Для уменьшения геометрических размеров резонатора объем между проводниками линий заполнен ферритом 3 марки 60 НН. Большое затухание в феррите на высших гармониках частоты обращения позволяет также уменьшить сопротивление резонатора на этих частотах.

Собственная частота резонатора перестраивается замагничиванием ферритов с помощью внешних электромагнитов. Резонатор возбуждается противофазно через два ввода мощности 5, подключаемых непосредственно к бобышкам. Для улучшения отвода тепла, выделяющегося в феррите, зазоры между стенками резонатора и ферритом заполнены кремнийорганическим компаундом 2 ВИКСИИТ К-68. Заливка компаунда производилась в вакууме. Наружные стенки резонатора охлаждаются водой, циркулирующей по припаянным к ним трубкам.

Щунтовое сопротивление резонатора при напряжении на ускоряющем зазоре 20 кВ равно 2 кОм. Характеристическое сопротивление — 130 Ом. Максимальное напряжение на зазоре резонатора — 25 кВ, при этом индукция магнитного поля в феррите достигает 200 Гс.

Фидерная линия, связывающая выходной каскад генератора мощности с резонатором, изготовлена из 6 отрезков кабеля  $\lambda/4$  и одного  $3\lambda/4$  (рис.2). Марка кабеля РК-75-17-12. Такая схема имеет следующие особенности. Переходное сопротивление цепи, т.е. отношение напряжения на ускоряющем зазоре резонатора к току первой гармоники лампы выходного каскада (и обратно) равно 300 Ом. Сопротивление резонатора для тока, протекающего через его ускоряющий зазор, не превышает 15 Ом на первой и второй гармонике частоты обращения. Это объясняется тем, что электрическая длина тракта между резонатором и анодом лампы выходного каскада кратна на рабочей частоте нечетному числу четвертей длин волн. Сопротивление анодного контура вместе с выходным сопротивлением лампы много больше волнового сопротивления фидера, поэтому со стороны резонатора входное сопротивление для пучка мало. На второй гармонике рабочей частоты длина фидера кратна целому числу полуволн, но так как сопротивление анодного контура на этой частоте мало, то и сопротивление со стороны резонатора тоже получается малым. Ближайшие резонансы расположены симметрично относительно частоты обращения и отстоят от нее на  $\sim 2,5$  МГц. Система управления регулирует форму огибающей ВЧ-напряжения и его частоту. Для этого временной интервал работы ускоряющей ВЧ-системы (1,4 мс) разделен в блоке программного управления БПУ (рис.3) на 128 промежутков. В каждом таком промежутке на любом из двух выходов аналогового сигнала БПУ можно задать некоторое значение постоянного напряжения. Блок для этого снабжен запоминающим устройством. Дискретность установки напряжения —  $1/128$  от максимального. Сформированное таким образом ступенчато-изменяющееся напряжение, поступающее с одного из выходов БПУ, управляет смещением варикапа, включенного в контур задающего генератора частоты обращения ЗГ. Сигнал со второго выхода БПУ является опорным для цепи обратной связи, стабилизирующей форму огибающей ускоряющего напряжения. Дифференциальный усилитель ДУ усиливает разность напряжений со второго входа БПУ и с датчика в ускоряющем резонаторе. Выход ДУ управляет регулируемым усилителем РУ, возбуждающим генератор мощности ГМ. Изменяя информацию, записанную в запоминающем устройстве БПУ, можно оперативно менять закон изменения частоты обращения в цикле ускорения и форму огибающей ускоряющего напряжения, что упрощает настройку ускорителя.

Для подавления когерентных радиально-фазовых дипольных колебаний пучка введена цепь обратной связи. Она состоит из фазометра Ф, на один из входов которого поступает сигнал с датчика ускоряющего напряжения резонатора, на другой вход — напряжение первой гармоники, выделенное из сигнала с пикап-электрода. Сигнал с фазометра после его коррекции в блоке коррекции фазы БКФ управляет электронным фазовращателем ФВР, установленным в тракте генератора мощности. При проектировании цепей коррекции учитывалось, что задержка по цепи обратной связи составляет 2 мкс, частота радиально-фазовых колебаний в цикле ускорения меняется от 450 до 160 кГц. Для работы в этой полосе частот БКФ имеет 4 корректирующие цепочки, которые включаются в цепь обратной связи в нужной последовательности по программе, записанной в БПУ.

Передуском ускоренных частиц из Б-3М в ВЭШ-2 управляет блок синхронизации БС. На его входы поступают сигналы с датчиков ускоряющих напряжений резонаторов Б-3М и ВЭШ-2. При заданных фазовых соотношениях между этими

сигналами, после импульса "разрешение" в конце цикла ускорения, на выходе БС вырабатывается импульс, запускающий дефлектор Б-3М и инфлектор ВЭШ-2.

Модернизированная ВЧ-система была запущена в начале 1985 года и работает в настоящее время. Новая система позволила увеличить скорость накопления частиц в ВЭШ-2, увеличилась также её эксплуатационная надежность.

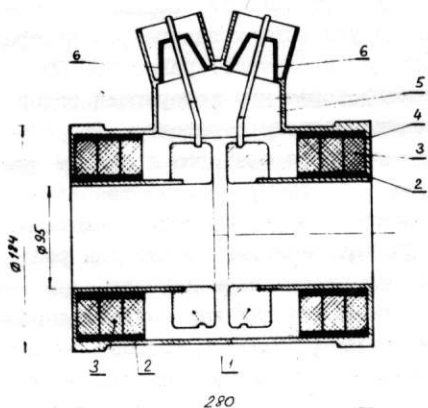


Рис.1. Ускоряющий резонатор.

1 - бобышки, 2 - кремнийорганический компаунд ВИКСИНТ К-68, 3 - феррит, 4 - корпус, 5 - вводы мощности, 6 - изоляторы.

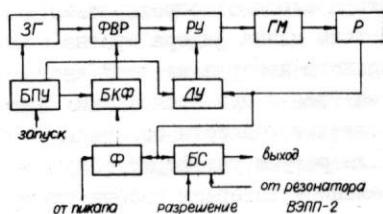


Рис.3. Функциональная схема ВЧ-системы.

ЗГ - задающий генератор, ФВР - электронный фазовращатель, РУ - регулируемый усилитель, ГМ - генератор мощности, Р - ускоряющий резонатор, БПУ - блок программного управления, БКФ - блок коррекции фазы, ДУ - дифференциальный усилитель, Ф - фазометр, БС - блок синхронизации.

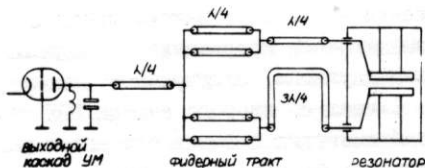


Рис.2. Схема возбуждения резонатора.

#### Литература

1. Г.Н.Острейко, В.С.Панасюк, А.Д.Панфилов, И.К.Седяров. Широкополосный тракт для передачи ВЧ-мощности от усилителя до ускоряющего резонатора синхротрона. ПТЭ, I, 1967.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МАКЕТА ИМПУЛЬСНОГО ГИРОКОНА САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

В.Е.Балакин, О.Н.Брежнев, М.Н.Захваткин, С.Ю.Казаков,  
А.В.Кожмякин, Н.А.Соляк, В.Л.Клывев, Г.И.Яснон

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Для возбуждения ускоряющей структуры ВЛЭП [1] необходим мощный усилитель СВЧ-колебаний сантиметрового диапазона. Параметры такого источника должны быть следующие:  $P = 10^8$  Вт,  $\tau_{\text{имп}} = 1 \cdot 10^{-6}$  с, частота повторений  $F = 10 \div 100$  Гц. Усилитель должен обладать высоким КПД, высокой стабильностью и надежностью, большим коэффициентом усиления (к.у.), что необходимо для фазировки большого количества таких источников ( $\sim 10^3$  шт.).

В Институте ядерной физики СО АН СССР начаты работы по созданию одного из вариантов такого усилителя - гирокон [3]. Гирокон был выбран по двум причинам; во-первых, он обладает высоким КПД, во-вторых, развернутый пучок "размазывается" по большой площади, что уменьшает тепловые нагрузки на коллектор и ослабляет влияние пространственного заряда.

Был рассчитан и изготовлен макет многорезонаторного импульсного гирокон-на сантиметрового диапазона, схема которого приведена на рис.1. Макет сделан разборным, с индиевыми уплотнениями, что обеспечивает в системе вакуум  $10^{-7}$  торр.

Источником РЭП для макета служит ускоритель ЭЛИТ-Л2 [2], со следующими параметрами:  $U = 1,2$  МВ,  $I = 200$  А,  $\tau_{\text{имп}} = 1 \cdot 10^{-6}$  с, частота повторений  $F = 1 \div 2$  Гц. Фазовый объем пучка составляет  $\Omega = \pi \Delta r \Delta \varphi = 5 \cdot 10^{-2}$  рад·см. С помощью магнитной линзы пучок фокусируется и через диафрагму  $\phi 15$  мм попадает на вход гирокон (рис.1).

Устройство гирокон. Расчет. Система развертки исследуемого макета состоит из входного резонатора, возбуждаемого от генератора и трех пассивных резонаторов (рис.1). Частоты всех резонаторов в системе развертки в два раза ниже, чем рабочая частота гирокон, т.е. макет работает как умножитель частоты. Такой режим выбран затем, чтобы увеличить размер отверстий для пучка в резонатор развертки до диаметра 30 мм, необходимого для работы с током

200 А. Расчеты показывают, что пучок ЭЛИТ-Л2 может быть проведен по тракту гирокон без потерь, коэффициент усиления составляет 65-70 дБ, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

После системы развертки угол отклонения, приобретенный пучком, составляет  $8^\circ$ , дальнейшее увеличение угла было ограничено электрической прочностью последнего резонатора развертки. Отклоненный от оси пучок с помощью направляющей линзы (рис.1), поворачивается в выходной резонатор. Одновременно эта линза за счет аберраций фокусирует пучок, размер которого удается уменьшить до диаметра 12 мм в плоскости выходного резонатора. Полученный расчетный КПД гирокон составляет  $60 \div 70\%$  при условии полного торможения пучка в резонаторе. Основные причины, ведущие к снижению КПД, следующие: энергетический и угловой разброс в пучке, получившийся в результате развертки ( $\Delta U/U = 15\%$ ,  $\Delta \theta/\theta = 12\%$ ), а также неоднородность тормозящего поля в выходном резонаторе на размере пучка. В расчетах не учитывалось влияния пространственного заряда пучка, играющего роль на последних стадиях торможения, а также поперечные силы, действующие на частицы, кроме составляющей поля  $H_z$ , которая может быть скомпенсирована внешним постоянным магнитным полем [3]. Точность расчета КПД составляет  $10 \div 15\%$ .

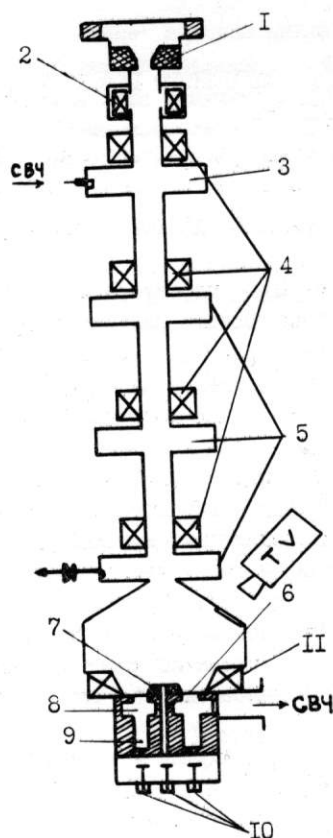


Рис.1. Схема гирокона:

I - графитовая диафрагма, 2 - пояс Роговского, 3 - входной резонатор, 4 - магнитная линза, 5 - пассивный резонатор, 6 - фольга, 7 - графитовый приемник пучка, 8 - выходной резонатор, 9 - коллектор, 10 - токовые датчики, II - направляющая линза.

Экспериментальное исследование. При работе с макетом гирокона было обнаружено, что в промежуточных резонаторах системы развертки возникает мультипакторный разряд, который удалось подавить, покрывая резонаторы сажей. Не покрывались входной и последний резонаторы развертки, где напряжения ниже и выше порога горения мультипактора.

Вторым явлением, с которым столкнулись при работе с макетом - самовозбуждение, возникающее при токе пучка  $\approx 100$  А. Дальнейшее увеличение тока приводило к укорочению его длительности, одновременно детектором через окно в конусе регистрировался СВЧ-сигнал. Основная мощность излучения наблюдалась на длине волны 4 см, что совпадает с основной модой  $E_{010}$  пролетных труб. Добротность труб оказалась высокой  $Q = 300-400$ , а обратная связь приводила к самовозбуждению. После уменьшения добротности пролетных труб ферритовыми поглотителями удалось избавиться от этого явления.

Выходной резонатор представляет собой кольцевой резонатор бегущей волны, имеющий в верхней и нижней стенках щели для проведения пучка (рис.2). Рабочей модой является колебание типа  $E_{210}$  с частотой в два раза выше частоты развертки. Для вывода СВЧ- энергии в резонаторе сделаны два окна связи под углом  $132^\circ$ , каждое из которых отводит мощность в отдельный волновод.

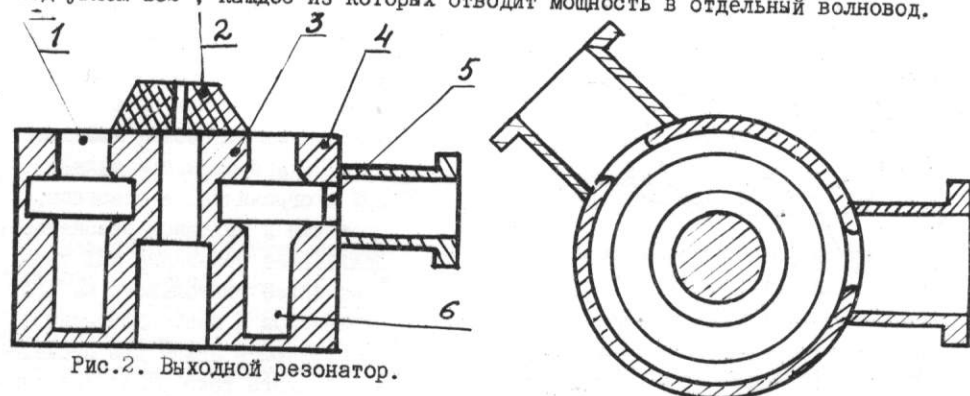


Рис.2. Выходной резонатор.

1 - фольга, 2 - графитовый приемник пучка, 3 - внутренний электрод, 4 - внешний электрод, 5 - окно связи, 6 - коллектор.

Неточное расположение щели для пучка приводит к перекачке мощности из волны  $E_{210}$  в одну из мод  $H_{11} + H_{51}$ , для которых щель не является запердельной. Это приводит к излучению мощности из резонатора через щели и снижению его КПД. Но даже при правильном выборе положения щели возмущение полей окнами связи оказывается значительным и излучение из резонатора все равно возникает. Избегать этого позволяет либо распределенный по азимуту вывод энергии, либо сетка, исключающая излучение из резонатора. В резонаторе (рис.2), который использовался в гироконе, входная щель для пучка была заварена алюминиевой фольгой толщиной 10 мкм. Дополнительный угловой разброс, вносимый фольгой, не превышает 0,05 рад.

Настройка и измерения. Настройка заключалась в подборе режима магнитно-оптической системы гирокона для максимального прохождения РЭП без СВЧ-возбуждения и подборе фаз и амплитуд возбуждения для проведения развернутого пучка через выходной резонатор. Оценка коэффициента токопрохождения осуществлялась сравнением токовых сигналов с входного и выходного поясов Роговского (рис.1). Практически весь ток, прошедший через входную диафрагму, достигает выходного резонатора. По сигналу с датчика тока, расположенного под центральным электродом выходного резонатора, а также визуально с помощью телекамеры, работающей в ИК-диапазоне, электронный пучок посредством корректирующих катушек нацеливался в центр (без СВЧ) (см.рис.1).

Настройка фаз и амплитуд возбуждения производилась по показаниям токового датчика, находящегося под коллектором. Он представляет собой 32 графитовые ламели, равномерно расположенные по азимуту на радиусе канала коллектора, на них попадает малая часть тока из коллектора через отверстия  $\phi$  1 мм. Гистограмма заряда с ламелей за импульс выводилась на осциллограф. Задача настройки заключалась в получении максимально однородной осциллограммы максимальной амплитуды, что достигалось подстройкой аттензаторов и фазовращателя в системе возбуждения.

СВЧ - мощность на выходе гирокона поглощалась в нагрузках и измерялась с помощью калориметра МЗ-47. Одновременно малая доля мощности отводилась

петлей и после детектирования, огибающая СВЧ-сигнала с нагрузки наблюдалась на осциллографе. Настройка на максимум мощности осуществлялась как по показаниям калориметра, так и по настройке на максимум сигналов с обеих нагрузок.

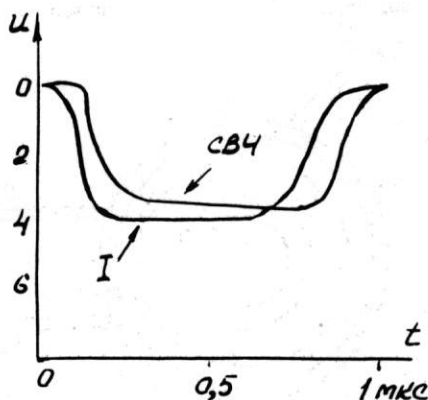


Рис.3. Осциллограммы тока и огибающей СВЧ-импульса в нагрузке.

В последующих экспериментах был использован резонатор с распределенным по азимуту выводом энергии в огибающий волновод. Такой способ вывода, а также подбор длины коллектора и расположения входной и выходной щели позволили устранить паразитное излучение в щель и отказаться от алюминиевой фольги. Кроме того, соответствующим выбором размеров огибающего волновода и расположения отверстий связи можно добиться направленного излучения мощности из резонатора в волновод. При работе с данным резонатором была зафиксирована мощность 60 МВт в один вывод.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Балакин В.Е., Будкер Г.И., Скринский А.Н. О возможности создания установки со встречными электрон-позитронными пучками на сверхвысокие энергии. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИП, Дубна, 1979, с.140. Препринт ИФ СО АН СССР 78-101, Новосибирск, 1978.
2. Балакин В.Е., Бамбуров Ю.Г., Долгушин В.М. и др. Генератор электронного пучка ЭЛИТ-Л2. IV Всесоюзный симпозиум по сильноточной электронике. Тезисы докладов т.П, Томск, Институт сильноточн. электроники СО АН СССР, 1982.
3. Г.И.Будкер, М.М.Карлинер, И.Г.Макаров и др. Гирокон-мощный СВЧ-генератор с высоким КПД. Препринт ИФ СО АН СССР 78-9, Новосибирск 1978.



СЕРИЯ РЕГУЛИРУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ТОКА ТИПА ИСТ  
ВТОРОГО ПОКОЛЕНИЯ ДЛЯ УСКОРИТЕЛЬНЫХ КОМПЛЕКСОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Б.А.Алексеев, В.А.Засенко, В.Г.Ивкин, Г.А.Козлов, В.М.Кофман, А.В.Мизинцев,  
И.В.Мозин, В.Н.Рожков, Е.Е.Трифонов, А.А.Тункин, В.А.Федотов

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры  
им.Д.В.Ефремова, Ленинград

В.Ф.Веремеенко, Ю.А.Заруднев, А.В.Леденев, С.П.Петров, В.Г.Попов

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

А.П.Мотыль, А.Е.Рефес

ПО "Таллинский электротехнический завод им.М.И.Калинина"

Второе поколение промышленных регулируемых источников стабилизированного постоянного тока серии ИСТ2 стабильностью 0,01% разработано с учетом технических и эксплуатационных требований, предъявляемых, в первую очередь, к оборудованию ускорительных комплексов высоких энергий УНК, ЭКМФ, НР-2000, ВЭШ и ряда других крупных электрофизических установок. Серия включает семь типоразмеров по току и напряжению, указанных в таблице. Заявленная потребность в ИСТ2 составляет около 700 единиц общей мощностью больше 100 МВА. Ежегодный выпуск 100-120 источников и длительный, 15-20 лет и больше, срок эксплуатации требует пересмотра отношения к технико-экономическим характеристикам источников, технологичности их изготовления, а также сопряжения с автоматизированными системами управления. Пожелания со стороны эксплуатации, в основном, сводятся к увеличению надежности и пусковой готовности.

В большинстве исполнений ИСТ2 принята мостовая и в ИСТ2-500-48; -2500-48 - кольцевая 6-пульсные схемы выпрямления на тиристорах типа П173-500, Т253-1000. Это позволило использовать преобразовательные трансформаторы, серийно выпускаемые промышленностью, уменьшить число тиристоров до теоретического минимума и исключить необходимость в их защите предохранителями и в применении уравнительного реактора.

Проведенные исследования по уточнению динамических возможностей замкнутых контуров регулирования с многофазным тиристорным выпрямителем показали, что в случае использования безынерционной системы фазового управления с аркоксианусной регулировочной характеристикой удается обеспечить надежное динамическое демпфирование  $LC$ -фильтра пульсаций выпрямленного напряжения 6-пульсного выпрямителя с помощью отрицательной обратной связи при угле регулирования  $\alpha \geq 10^\circ$ , угле коммутации  $\gamma \leq 30^\circ$  и частоте резонанса фильтра  $f_0 \leq 45$  Гц. Совместно с использованием основной гармоники вторичного напряжения преобразовательного трансформатора в качестве развертывающего для фазоимпульсного модулятора устройства фазового управления, обеспечивающего минимизацию субгармоники пульсаций выпрямленного напряжения с частотой 100 Гц, порожденной несимметрией питающей сети, это позволило сохранить общую габаритную мощность оборудования сглаживания пульсаций на прежнем уровне.

Защита тиристорov от токов коротких замыканий обеспечивается автоматическим выключателем  $F1$  в сочетании с сеточной защитой. В мостовом выпря-

мителе при внутреннем коротком замыкании, происходящем крайне редко, возможно повреждение второго тиристора. Фильтрующие конденсаторы разделены на параллельные группы, каждая из которых защищена быстродействующим предохранителем и термоконтактом. Надежность защиты транзисторов усилителя мощности существенно повышена установкой тиристорного разрядника  $FV$ , резисторов  $R1$  и реактора  $L1$ .

Структура нового, единого для всех исполнений регулятора изображена на рис.2. В регуляторе организован симметричный прием напряжений  $U_c, U_n$  и симметричные выходы  $U_y, U_{55}$ . Входные и выходные напряжения каскадов регулятора РН, РНШ и РТ проноормированы, сами каскады выполнены инвертирующими по управлению, что упрощает настройку системы регулирования, контроль ее состояния и модернизацию. В исходном состоянии звенья каскадов РТ и РНШ занулены и переводятся в рабочий режим сигналом, поступающим на логический вход.

Перед выходом  $U_y$  установлены задатчик УВ скорости спада напряжения  $U_d$ , предотвращающий резонансный разряд конденсаторов  $LC$ -фильтра при отключении обратных связей, и заградительный фильтр основной гармоник пульсаций, реализованный посредством операции  $1 - W_n(s)$ , где  $W_n(s)$  - передаточная функция активного полосового фильтра, имеющая вид

$$W_n(s) = \kappa T_s (T^2 s^2 + 2 \xi T s + 1)^{-1}.$$

Параллельное инерционное дифференцирующее звено каскада РН обеспечивает демпфирование  $LC$ -фильтра до значения декремента затухания 0,75-0,95, с учетом изменения параметров фильтра на 20%. Звено  $W_1$  реализует пропорциональный закон регулирования с интегрирующей коррекцией, настроенной на частоту  $f_0 \approx (2\pi\sqrt{LC})^{-1}$ . В каскаде РТ составляющие  $\pi$ -закона регулирования реализованы на отдельных звеньях, включенных параллельно. Согласование параметров РТ с нагрузкой производится регулировкой постоянной интегрирования коэффициента  $K$ , наличие прямых параллельных связей по управлению между каскадами позволяет оптимизировать переходный процесс в системе при времени регулирования, равном примерно трем постоянным времени нагрузки ( $T_n \gg 50$  мс), путем изменения структуры РТ по сигналу формирователя закона переключения ФЗП.

Точность стабилизации тока  $I_n$  относительно значения, заданного напряжением  $U_0$ , зависит от точности резистора  $R1$  и не зависит от параметров измерительного резистора  $R2$ . В схеме установлены резисторы типа С5-61-0,125-10  $\text{кОм} \pm 0,005\%$ , термостатирование с точностью до  $\pm 1^\circ\text{C}$ . В первом поколении ИСТ точность стабилизации зависит от параметров резисторов  $R1, R2$  и нестандартного термостатированного "эталонного" резистора повышенной мощности, преобразующего токовый выход датчика в потенциальный. Принятый для ИСТ2 вариант стал возможным благодаря снижению номинального значения выходного тока датчика до 10 мА. Для этого датчик, в основе которого лежит четно-гармонический магнитный компаратор с автоматической компенсацией, выполнен двухступенчатым. Номинальное значение выходного тока первой ступени равно 0,25; 0,5; 1 А в зависимости от номинального значения тока  $I_n$ . Нормирование выходного тока второй ступени производится с помощью отводов в обмотках компенсации блоков ферромагнитных элементов. В результате существенно повышена технологичность изготовления датчика в целом: на порядок уменьшено количество витков компенсирующей обмотки и мощность термостата,

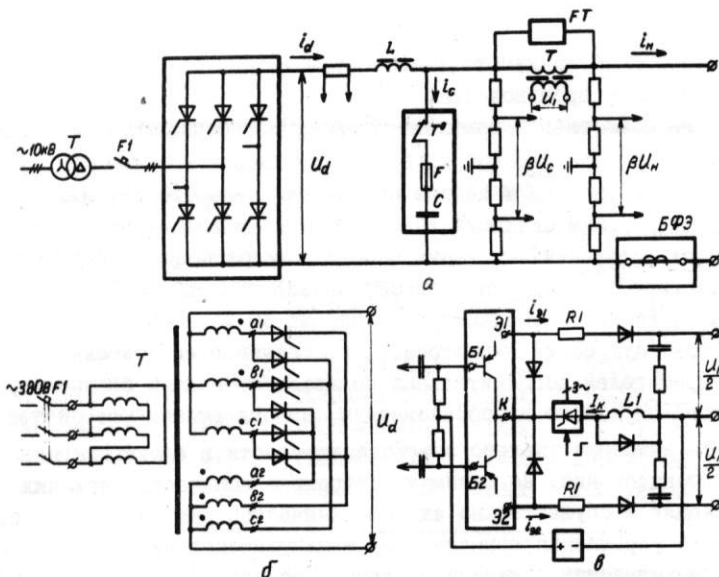


Рис. 1. Схема силовых цепей ИСТ2: а - базовый вариант, б - кольцевая схема выпрямления, в - усилитель мощности.

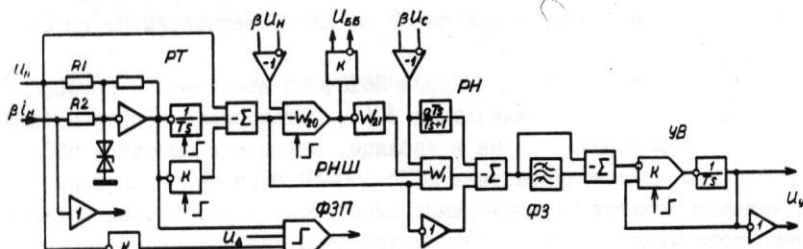


Рис. 2. Схема регулятора: РТ - регулятор тока, ФЗП - формирователь закона переключения структуры, РНШ - широкополосный регулятор напряжения, РН - регулятор напряжения, ФЗ - заградительный фильтр, УВ - устройство вывода.

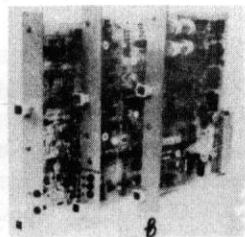
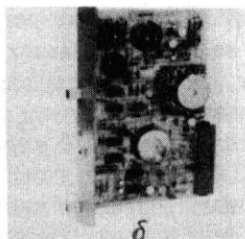
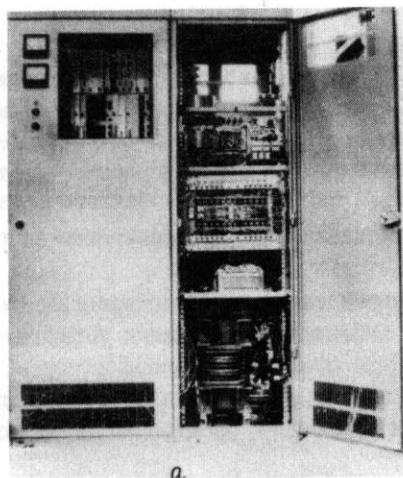


Рис. 3. Источник питания ИСТ2-1000-230: а - сборка шкафов, б - блок второй ступени датчика тока, в - блоки регуляторов.

отпала необходимость изготовления "эталонного" резистора в условиях неспециализированного производства.

В состав ИСТ2 введен комплект блоков, обеспечивающий контроль состояния источника (7 бит обобщенной и 16 бит уточняющей информации), управление его состоянием (подача и снятие напряжения силового питания и тока нагрузки, перевод в режим синхронизации по внешнему индивидуальному каналу синхронизации) и изменение уставки тока с помощью цифроаналогового задатчика дискретности  $2^{-16}$  по двухпроводному кабелю последовательного мультиплексного канала связи с отводами на группу до 30 источников. Блоки связаны между собой внутренней магистралью, обеспечивающей возможность подсоединения потребителем дополнительных специализированных блоков (программатора, аналого-цифрового преобразователя, запоминающего устройства и т.п.).

Большое внимание уделено помехозащищенности и электромагнитной совместимости оборудования. До минимума сокращено количество внешних сигнальных подсоединений и осуществлено их гальваническое разделение. В канале дистанционного управления применен фазоманипулированный код и предусмотрена проверка правильности принятия команды. Все связи аппаратуры контроля и управления с силовыми цепями осуществлены через гальванические разделители. Ввод питания собственных нужд сделан симметричным, через сетевой фильтр и трансформаторы с разделительным экраном. Блоки разделены по питанию на группы однородных потребителей.

Все оборудование источников серии ИСТ2, за исключением преобразовательного трансформатора Т и выключателя  $F1$ , установлено в сборке силовых шкафов, ширина которой указана в таблице, глубина и высота - 800 и 2200 мм соответственно. В источнике типа ИСТ2-500-48 блок ферромагнитных элементов (БФЭ) устанавливается на подводимых шинах постоянного тока. Остальные исполнения источников конструктивно отличаются установленным оборудованием устройств сглаживания пульсаций и защиты тиристоров от перенапряжений.

Вся электроника и большая часть релейной автоматики собрана на несущих печатных платах стандартного размера 233,5x160 мм, установленных в двух кассетах на поворотной раме. Органы местного управления и индикации, контрольные гнезда и разъемы дистанционного управления и синхронизации расположены на лицевых панелях блоков. Источники вторичного питания собраны на панелях, размещенных в глубине шкафа.

Удельные, на киловатт выходной мощности, весогабаритные и стоимостные показатели серии ИСТ2 улучшены по отношению к серии ИСТ в среднем более чем в 1,5 раза, без учета существенного сокращения затрат на интерфейс. Коэффициент полезного действия повышен до 85-92% в зависимости от исполнения. Важным для эксплуатации является также введение полного запасного комплекта блоков электроники, поставляемого изготовителем на группу до пяти источников.

В 1985 г. проведены испытания опытного образца типопредставителя серии ИСТ2-1000-230 и в настоящее время завершаются испытания установочной партии. Разработан ручной контроллер для проведения приемосдаточных испытаний, решается вопрос их метрологического обеспечения в части долговременной стабильности и точности. Начаты работы по расширению серии исполнениями 100; 1600 А - 825 (660) В.

Таблица типоразмеров ИСТ2

Выходные параметры			Индуктив- ность $L_n$	Тип транс- форматора	Ширина сборки шкафов мм	Масса СШ/ТС кг	Расход воды л/мин
$P_n$ кВт	$I_n$ А	$U_n$ В					
24	500	48	5	ТС-40/0,7	1000	700/300	8
115	500	230	20	ТСЗП-160/0,7	1400	1500/800	15
115	1000	115	5	ТСЗП-160/0,7	1400	1500/800	15
120	2500	48	1	ТСЗПК-320/0,7	1400	1500/1400	20
230	500	460	40	ТСЗП-400/10	1400	1500/1700	18
230	1000	230	10	ТСЗП-400/10	1400	1500/1700	18
460	1000	460	20	ТСЗП-630/10	1800	2000/2500	25

1. Использование источников для питания нагрузки индуктивностью, меньшей, чем указанное значение  $L_n$ , следует согласовать с НИИЭФА.
2. Допускается поставка трансформаторов на первичное напряжение 10 кВ и на другие вторичные напряжения по согласованию; трансформатор ТС-40/0,7 изготавливается ПО ТЭЗ.
3. СШ - сборка шкафов, ТС - трансформатор силовой.

## АВТОМАТИЗАЦИЯ КОНТРОЛЯ ВАКУУМА НА НАКОПИТЕЛЯХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Б.А.Гудков, В.И.Кужлин  
Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

### ВВЕДЕНИЕ

Современные ускорительные комплексы требуют поддержания и контроля высокого вакуума. Для накопителей заряженных частиц необходимы давления  $10^6$ - $8$  -  $10^6$ - $9$  Торр, для каналов транспортировки пучка и линейных ускорителей-инжекторов -  $10^6$ - $5$  -  $10^6$ - $7$  Торр.

Наиболее распространенными средствами откачки являются магниторазрядные насосы (МРН). Давление и ток МРН связаны линейной зависимостью в диапазоне от  $10^6$ - $5$  до  $10^6$ - $9$  Торр, что позволяет измерять давление по току МРН.

Опыт эксплуатации ранее разработанной системы измерения вакуума на ускорительно-накопительном комплексе ВЭШ-4 /1/ оправдал основной принцип ее построения: разделение на преобразователи тока в частоту (датчики), расположенные вблизи МРН, и многоканальный измеритель (частотомер). В описываемом комплексе аппаратуры этот принцип получил дальнейшее развитие.

### ОРГАНИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис.1 приведена структурная схема системы измерения вакуума накопителя "Сибирь-1".

Система содержит периферийное оборудование и многоканальные измерители ИВА-16. Система в целом подобна многоканальному интегрирующему АЦД с одновременным интегрированием сигнала и опоры с той существенной разницей, что выбор канала осуществляется не на аналоговом, а на цифровом уровне. Преобразователи тока в частоту (ПТЧ), входящие в периферийное оборудование, формируют выходную частоту следования импульсов, величина которой пропорциональна току МРН. Частоты, соответствующие величинам токов и напряжений МРН, передаются в ИВА-16 по 75-омным кабелям в виде разнополярных импульсов. К каждому из 16 каналов ИВА-16 может подключаться произвольный канал из набора периферийного оборудования.

Система имеет следующие параметры:

- суммарный диапазон контроля вакуума от  $5 \times 10^6$ -11 до  $6 \times 10^6$ -5 Торр,
- диапазон измерения напряжения 0,1-8 кВ,
- время измерения по одному каналу 200 мс;
- ошибка измерений тока и напряжения  $\pm 2\%$  от измеряемой величины.

Как ИВА-16, так и преобразователи тока в частоту являются однодиапазонными устройствами. Динамический диапазон определяется разрядностью счетчика в ИВА-16 (16 двоичных разрядов) и принят равным 60000. Использование ПТЧ с различной крутизной преобразования дает возможность иметь поддиапазоны измерения по току. Разработаны ПТЧ с максимальными измеряемыми токами 6 мА (для сверхвысокого вакуума) и 120 мА (для установок с "умеренным" вакуумом). Таким образом, наличие поддиапазонов является свойством системы в целом, в то время как отдельные узлы системы являются однодиапазонными, что позволяет делать их сравнительно простыми.

### ИЗМЕРИТЕЛЬ ВАКУУМА ИВА-16

Структурная схема измерителя представлена на рис.2. Импульсы положительной и отрицательной полярности, соответствующие данным тока и напряжения

МРН, поступают на входы измерителя /ВХ/, переводятся в уровни логики ТТЛ, и с помощью сдвоенного мультиплексора /ММ/ подаются на счетчики тока /СТ/ и напряжения /СН/, в течение времени измерения накапливаются в счетчиках и записываются в ЗУ. Измерение всех 16 каналов производится последовательно. ЗУ может обмениваться информацией с ЭВМ через магистраль КАМАК. Адрес ЗУ определяется при этом регистром адреса /РА/. Управляющий автомат /УА/ задает время измерения по одному каналу, алгоритм работы измерителя и перебор адресов посредством счетчика адреса /СА/.

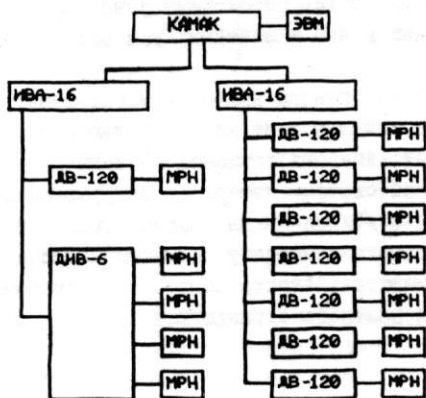


Рис.1. Система измерения вакуума накопителя "Сибирь-1".

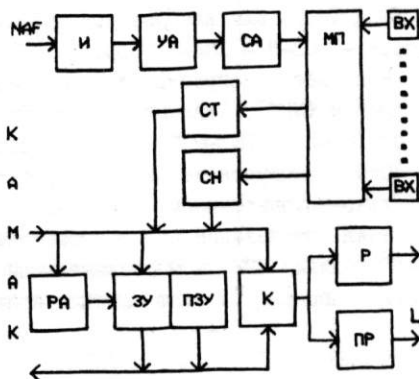


Рис.2. Структурная схема измерителя вакуума ИВА-16.

Для организации автономной работы системы в ЗУ хранятся программно задаваемые пределы по току и напряжению для каждого канала. Кроме того, имеются постоянные пределы по току для каждого канала, хранящиеся в ПЗУ. Сравнение пределов и данных тока и напряжения осуществляется цифровым компаратором /К/. Если ток в каком-либо канале превышает предел, или напряжение меньше предела, то генерируется сигнал прерывания /ПР/ в магистраль КАМАК. Если ток превышает постоянный предел, срабатывает реле /Р/. Интерфейс /И/ взаимодействует с магистралью КАМАК.

#### ПЕРИФЕРИЙНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

В таблице приведены основные характеристики периферийного оборудования:

! Наимен. !	! Изм. ток !	! Давление (Торр) !	! Тип датчика !
! ДВ-6 !	! 100нА-6мА !	! 5жТОЕ-II - 3жТОЕ-9 !	! 4 МРН !
! ДВ-400 !	! 2мкА-120мА !	! 1жТОЕ-9 - 6жТОЕ-5 !	! МРН !
! ДВ-120 !	! 2мкА-120мА !	! 1жТОЕ-9 - 6жТОЕ-5 !	! МРН !
! ДВ-6 !	! 100нА-6мА !	! 5жТОЕ-II - 3жТОЕ-9 !	! МРН !

Датчики вакуума ДВ-120 и ДВ-6 предназначены для контроля тока и напряжения одного МРН.

4-канальный высоковольтный источник ДВ-6 предназначен для питания 4 МРН и контроля их токов и напряжений.

Высоковольтный источник ДИВ-400 предназначен для питания одного МРН и контроля его тока и напряжения.

На рис.3 приведены вольтамперные характеристики ДИВ-6 и ДИВ-400.

#### ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

Для всех действующих систем измерения вакуума написаны рабочие программы, позволяющие получать информацию о давлениях, токах и напряжениях МРН, задавать пределы по току и напряжению и т.п. Программы, помимо функций, необходимых пользователю, периодически контролируют величины постоянных пределов по току, что страхует пользователя от неправильной их установки при замене или перестановке модулей в крейте и т.п. случаях.

Помимо программного обеспечения по обслуживанию действующих установок, создан пакет программ, предназначенных для автоматизированной отладки и контроля всей производимой аппаратуры.

#### ДЕЙСТВУЮЩИЕ СИСТЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ ВАКУУМА

Описанная система измерения вакуума в настоящее время работает на установках "Сибирь-1", ТРАШ, "Микротрон", "Амбал", ВЭШ-2, ВЭШ-3 и др.

На рис.4 приведена распечатка работы системы на накопителе ВЭШ-3. В верхней части рисунка расположена диаграмма распределения давлений по МРН, в нижней части - временная диаграмма изменения давлений 3 произвольно выбранных насосов. Рисунок получен с цветного дисплея.

Описываемый комплект аппаратуры обладает рядом преимуществ по сравнению с ранее эксплуатировавшимися системами: линейность и отсутствие разброса характеристик датчиков, контроль токов и напряжений МРН, повышенная автономность системы. Использование частоты следования импульсов в качестве промежуточного вида информации позволяет передавать сигнал большого динамического диапазона на значительные расстояния в условиях помех.

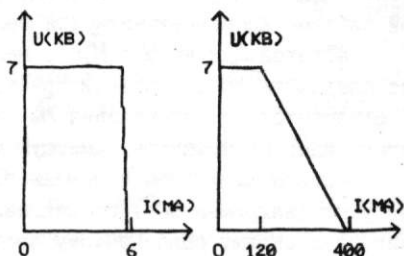


Рис.3. Вольтамперные характеристики источников ДИВ-6 и ДИВ-400.

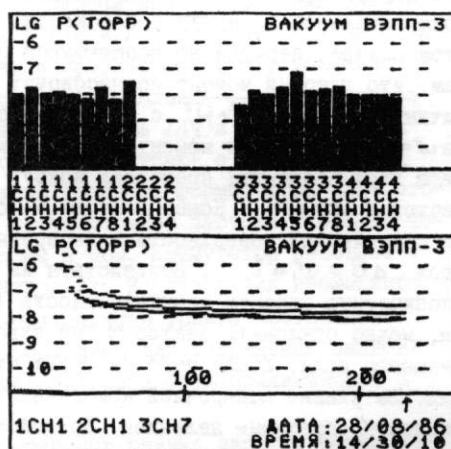


Рис.4. Вакуум накопителя ВЭШ-3, копия с дисплея.

ЛИТЕРАТУРА. Б.А.Гудков, Э.А.Купер, А.С.Медведко, В.И.Нифонтов. Система измерения вакуума на накопителе ВЭШ-4.

-Автометрия, 4, 1978.



## СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ МЕТОДОМ СПИНОВОГО ЭХА

Н.И. Зиневич, А.С. Медведко, Д.П. Суханов, Е.И. Щубин  
Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

### 1. Введение

Для точных измерений постоянных магнитных полей, их стабилизации используются магнитометры, основанные на различных методах ядерного магнитного резонанса (ЯМР). В настоящее время на накопителях заряженных частиц в ИЯФ СО АН СССР эксплуатируются автодинные магнитометры и нутационные с проточной жидкостью. Прогресс, достигнутый в последние годы в цифроаналоговой и аналого-цифровой технике, открыл возможность создания автоматизированной системы магнитных измерений, основанной на нетрадиционных методах ЯМР. В описываемой системе используется метод спинового эха, который, как оказалось, придает системе магнитных измерений определенные преимущества перед другими типами магнитометров. К ее достоинствам следует отнести возможность размещения датчиков на значительном удалении от аппаратуры и легкость организации многоканальных измерений, полную автоматизацию измерений.

### 2. Основы метода спинового эха

Для понимания принципов, лежащих в основе измерения магнитных полей методом спинового эха, необходимо остановиться на физике эффекта спинового эха.

Движение отдельного ядерного момента  $\vec{M}_1$  во внешнем поле  $\vec{H}_0$  подчиняется уравнению  $d\vec{M}_1/dt = \gamma[\vec{M}_1 \times \vec{H}_0]$ , решение которого представляет собой свободную прецессию вокруг направления поля с угловой скоростью  $\omega_0 = \gamma H_0$  ( $\gamma$  — ядерное гиромагнитное отношение). Добавим слабое переменное поле  $\vec{H}_1$  частоты  $\omega$ , поляризованное по кругу в плоскости, перпендикулярной направлению  $\vec{H}_0$ . В этом случае, перейдя во вращающуюся с частотой  $\omega$  систему координат, обнаружим, что ядерный момент прецессирует вокруг направления эффективного поля величины  $H_{\text{эфф}} = \sqrt{(H_0 - \frac{\omega}{\gamma})^2 + H_1^2}$  с угловой скоростью  $\omega_{\text{эфф}} = \gamma H_{\text{эфф}}$ . При резонансе, когда  $\omega = \omega_0$ , движение момента в неподвижной системе координат является наложением двух вращений: прецессии вокруг  $\vec{H}_0$  с частотой  $\omega_0$  и вокруг  $\vec{H}_1$  с меньшей частотой  $\omega_1 = \gamma H_1$ . Конец вектора  $\vec{M}_1$  будет следовать по спиральной траектории на сферической поверхности и за время  $\Delta t$  отклонится от направления  $\vec{H}_0$  на угол  $\Delta \theta = \omega_1 \Delta t$ . Воздействуя на систему ядерных моментов, имеющую макроскопическую ядерную намагниченность  $\vec{M}$ , коротким импульсом переменного поля, можно отклонить вектор  $\vec{M}$  на заданный угол (например  $90^\circ$ ) от направления внешнего поля, после чего он будет стремиться к своему равновесному состоянию. Затухание поперечной компоненты  $\vec{M}$ , связанное с неоднородностью поля, является обратимым явлением. Воздействуя через некоторое время на систему импульсом, поворачивающим ядерные моменты на  $180^\circ$ , можно восстановить поперечную намагниченность. Это явление — спиновое эхо — объясняется следующим образом [1]. Поперечные компоненты магнитных моментов отдельных частиц образца, расходящиеся по фазе из-за разности частот прецессии, под воздействием второго импульса располагаются так, что начинают сходиться. В результате фазировки через время, равное интервалу между импульсами, восстанавливается поперечная компонента макроскопической намагниченности. Форма огибающей эха имеет колоколообразную форму, а частота колебаний вектора намагниченности равна средней частоте ларморовской прецессии в поле  $\vec{H}_0$ .

В описываемой системе измерение магнитного поля производится следующим образом. В образце вещества с нужным сортом ядер (например, протонами или ядрами лития) воздействием пары импульсов возбуждается спиновое эхо. Принимаемый с датчика эхо-сигнал частоты ЯМР переносится на низкую промежуточную частоту, где с помощью АЦП преобразуется в цифровую форму и далее производится спектральный анализ методом быстрого преобразования Фурье. По вычисленному спектру и известной гетеродинной частоте определяется частота эхо-сигнала и соответствующее ей значение магнитной индукции.

### 3. Система измерений

Автоматизированная система магнитных измерений построена по схеме рис. 1. Датчиком является ампула с рабочим веществом, помещенная в цилиндрическую катушку с осью, перпендикулярной измеряемому полю. Обмотка катушки служит как для создания переменного поля  $H_1$  при возбуждении, так и для приема эхо-сигнала, наводимого в ней поперечной компонентой вектора намагниченности.

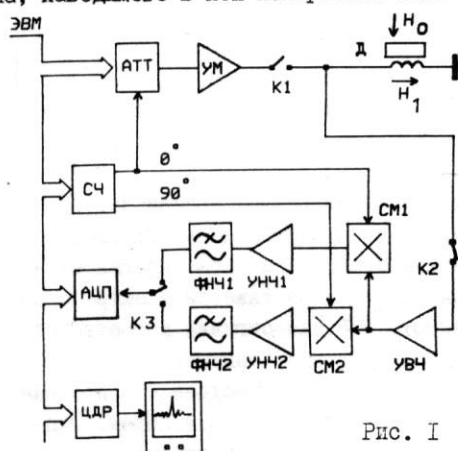


Рис. 1

Частота импульсов возбуждения задается управляемым от ЭВМ синтезатором частоты СЧ [2]. Напряжение синтезатора через аттенкуатор АТТ, усилитель мощности УМ и ключ К1 подается на датчик Д. Ключ формирует пару импульсов длительностью 100 и 200 мкс с интервалом 20 мс между ними. Аттенкуатором, управляемым от ЭВМ, регулируется амплитуда импульсов так, чтобы произведение амплитуды поля возбуждения на длительность сохранялось в рабочем диапазоне частот.

Эхо-сигнал частоты ЯМР снимается с датчика через ключ К2, работающий в противофазе с К1, усиливается

маломощным усилителем УВЧ и поступает на два ортогональных канала переноса частоты. Каждый канал содержит смеситель СМ, усилитель УНЧ и фильтр нижних частот ФНЧ. Гетеродинные напряжения на смесители поступают с ортогональных выходов синтезатора. На выходах каналов, таким образом, формируются два ортогональных эхо-сигнала низкой (единицы кГц) промежуточной частоты, которые через коммутатор К3 подаются на вход АЦП и далее в ЭВМ. Коммутатор работает с частотой 10 кГц, являющейся частотой дискретизации, и служит для временного разделения сигналов. Полоса пропускания измерительного тракта составляет 5 кГц. Наличие двух ортогональных каналов необходимо для устранения зависимости параметров выходного сигнала от неопределенности фазы принимаемого с датчика эхо-сигнала.

Система магнитных измерений имеет два основных режима работы: режим поиска эхо-сигнала и режим измерения. В режиме поиска осуществляется сканирование по частоте с шагом, не превышающем полосу пропускания. Временной интервал между шагами составляет около 0,3 с. Поскольку отношение сигнал/шум может быть малым, например, в слабых полях, на каждом шаге измерения сигнал подвергается численной корреляционной обработке. Как известно из теории оптимальной фильтрации [3], корреляционный метод измерений дает наиболее достоверное обнаружение на фоне шумов сигнала с априорно известными параметрами. Эхо-сигнал характеризуется тремя параметрами: частотой ЯМР, моментом появления и формой огибающей; два последних параметра считаются априорно известными. В резуль-

тате поиска получается функция корреляции по частоте между эхо-сигналом и его копией (рис. 2а). Частота, на которой модуль функции корреляции принимает максимальное значение, является наиболее достоверным значением частоты ЯМР с погрешностью, не превышающей шага сканирования.

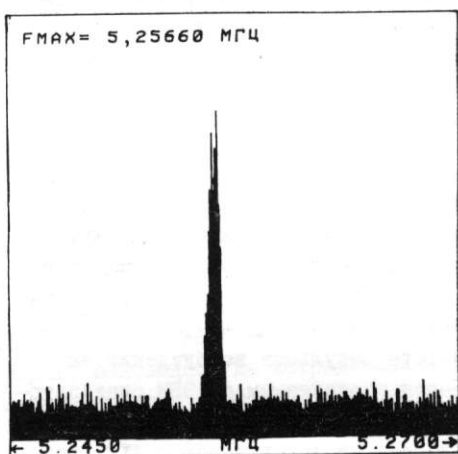


Рис.2 а

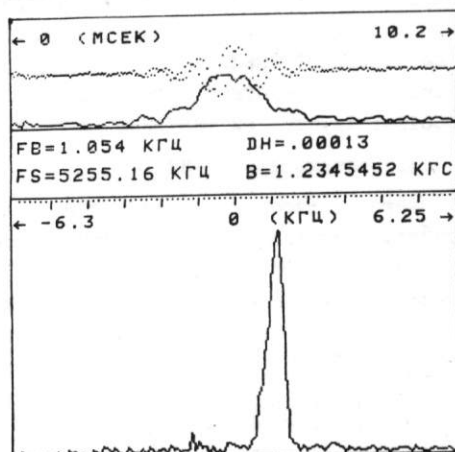


Рис.2 б

В режиме измерения частота синтезатора устанавливается вблизи частоты ЯМР. Измеренный эхо-сигнал промежуточной частоты подвергается в ЭВМ спектральному анализу с помощью быстрого преобразования Фурье, при этом определяется центр тяжести его спектра. По измеренной частоте центра тяжести спектра и известной частоте синтезатора вычисляются частота ЯМР эхо-сигнала и соответствующее ей магнитное поле. После каждого цикла измерения, занимающего 1-3 с, частота синтезатора устанавливается так, чтобы расстройка оставалась постоянной (около 1 кГц), осуществляя тем самым слежение за измеряемым полем. Эхо-сигнал, его спектр и вычисленное значение поля выводятся на дисплей (рис.2б).

Система позволяет измерять поля в диапазоне 0,05-1 Тл с помощью двух протонных датчиков (диапазон частот 2,1-42 МГц). Относительная погрешность измерений не превышает  $3 \times 10^{-6}$ . Ампулы датчиков имеют диаметр 5 мм с длиной обмотки 10 мм и заключены в медный экран. Датчик соединяется с измерительной системой 50-омным кабелем, согласованным с одного конца, что позволяет размещать его на значительном (десятки метров) удалении от системы. Широкополосность датчика дает возможность получить большое перекрытие по полю одним датчиком (3-5 раз).

В настоящее время работает автоматизированная система магнитных измерений с полями до 1 Тл. Расширение диапазона в области более сильных полей будет осуществляться применением датчиков с ядрами лития, имеющими меньшее гиромагнитное отношение. Это даст возможность при том же частотном диапазоне измерять поля до 2,6 Тл. Планируется реализовать также многоканальный режим работы системы.

#### Литература

1. Леше А. Ядерная индукция. М.: Иностранная литература, 1963.
2. Зиневич Н.И., Шубин Е.И. Синтезатор частоты в стандарте КАМАК. Препринт ИИФ СО АН СССР, 84-14, Новосибирск, 1984.
3. Тихонов В.И. Статистическая радиофизика. М.: Советское радио, 1966.

## СВЕТИМОСТЬ ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ НА ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОМ НАКОПИТЕЛЕ ВЭПП-2М СО СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ МАГНИТНОЙ "ЗМЕЙКОЙ"

И.Б.Бассерман, П.В.Воробьев, Е.С.Глускин, П.М.Лванов,  
Г.Я.Кезерашвили, И.А.Кооп, А.П.Лысенко, А.А.Михайличенко,  
Е.А.Переведенцев, А.А.Полунин, А.Н.Скринский, В.Ф.Туркин,  
Ю.М.Шатунов

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

### Введение

С октября 1984 года в течение двух лет электрон-позитронный накопитель ВЭПП-2М [1] в экспериментах по физике высоких энергий работает со сверхпроводящей "змежкой" [2,3]. Основная цель постановки "змежки" - увеличение светимости установок в диапазоне энергий от  $2 \times 200$  до  $2 \times 700$  МэВ. За это время выполнена обширная программа физических экспериментов в области энергий  $250 \pm 516$  МэВ с "нейтральным" детектором [4], которая в конце 1986 года полностью завершится.

В начале 1987 года запланирована реконструкция ускорительного комплекса ВЭПП-2М, которая включает монтаж и пуск нового бустерного накопителя БЭП [5]. Одновременно на кольце ВЭПП-2М будет установлен новый криогенный детектор КМД-2 [6]. Детектор с продольным магнитным полем  $H = 2,0$  Тл состоит из координатной части на основе дрейфовой камеры с высоким пространственным разрешением и электромагнитного калориметра, позволяющего с высокой энергетической точностью регистрировать фотоны. При условии достижения светимости  $\sim 10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  эти качества детектора позволят изучить редкие типы реакций  $e^+e^-$ -аннигиляции, в том числе с образованием большого количества заряженных частиц и фотонов.

### 1. Увеличение светимости встречных пучков

Включение "змежки" в магнитную структуру накопителя приводит к увеличению светимости в основном за счет роста горизонтального фазового объема пучков  $\mathcal{E}_x$ . При составлении проекта предполагалось, что увеличение светимости будет происходить также за счет достижения более высоких значений параметров пространственного заряда  $(\mathcal{E}_z)_{\text{max}}$  и  $(\mathcal{E}_x)_{\text{max}}$  благодаря возрастанию радиационных декрементов  $G_z$ ,  $G_x$  и соответствующего ослабления эффектов встречи [2,3].

Основные параметры "змежки" оптимизированы на достижение светимости  $L_{\text{max}} \sim 2 \times 10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  в области энергии  $\psi$ -мезона ( $2 \times 510$  МэВ) без изменений магнитной структуры и конструкции накопителя. Исходными данными для прогнозирования светимости во всем диапазоне энергий явились значения параметров пространственного заряда  $(\mathcal{E}_z)_{\text{max}} = 0,05$  и  $(\mathcal{E}_x)_{\text{max}} = 0,02$  в режиме равных токов (режим максимальной светимости), которые были получены на энергии 510 МэВ до постановки "змежки". На этой энергии горизонтальный эмиттанс может быть увеличен примерно в 5 раз. Дальнейший рост  $\mathcal{E}_x$  в пределах существую-

шей физической апертуры ограничен понижением достижимого значения  $(\xi_x)_{\max}$ , когда отношение апертуры к радиальному размеру пучка  $A/\sigma_{x\text{tot}} \sim 8$ . Предполагая  $(\xi_{z,x})_{\max} \sim (G_{z,x})^{1/3}$ , можно вычислить предельные параметры пространственного заряда при включенном максимальном поле "змейки":

$$E = 510 \text{ МэВ}, \quad H_w = 75 \text{ кГс}, \quad (\xi_z)_{\max} = 0,061, \quad (\xi_x)_{\max} = 0,027.$$

Вероятно, остается справедливой зависимость  $(\xi_{z,x})_{\max} \sim \gamma$  ( $\gamma$  - релятивистский фактор). За счет увеличения пороговых значений по  $(\xi_z)_{\max}$  и  $(\xi_x)_{\max}$  выигрыш в светимости дополнительно может составить  $\approx 1,7$  раза.

Следует отметить, что в силу требования сохранения максимальной динамической апертуры накопителя магнитное поле "змейки" в зависимости от энергии следует закону  $(H_w)_{\max} \sim \gamma$  при  $E < 510$  МэВ. Следовательно,  $\sigma_x \sim \gamma^2$ ,  $L_{\max} \sim \gamma^6$ ,  $J_n \sim \gamma^4$ . Время жизни пучков, определяемое эффектом внутрисгусткового рассеяния, для данной энергии ведет себя как  $\tau_{ж} \sim \sigma_x^{3/2}$ .

Таким образом, фактор увеличения светимости в диапазоне энергий  $250 \leq E \leq 510$  МэВ может быть получен  $\sim 8$ .

На низких энергиях, начиная с 250 МэВ, фазовые объемы пучков определяются эффектом многократного внутрисгусткового рассеяния [7], и прирост светимости достигается в основном за счет увеличения декрементов радиационного затухания. В этом энергетическом диапазоне на предельных по эффектам встречи токах эмиттанс  $\xi_x \approx \text{const}$ , а максимальная светимость должна подчиняться закону  $L_{\max} \sim \gamma^4$ .

В диапазоне энергий  $510 < E \leq 700$  МэВ максимальное поле в "змеijke" предполагается поддерживать на постоянном уровне,  $H_w = 75$  кГс. Поэтому горизонтальный фазовый объем практически не зависит от энергии,  $\xi_x \approx \text{const}$ . С учетом относительного изменения вклада поля "змейки" в декременты радиационного затухания  $L_{\max} \sim \gamma^{7/2}$ . На энергии 700 МэВ декременты определены в основном излучением в поле поворотных магнитов, и выигрыш в максимально возможной светимости примерно в 2,5 раза достигается за счет увеличенного  $\sigma_x$ .

На рис.1 приведены экспериментальные данные достигнутой светимости с включенной и выключенной "змеijkeй". Нижняя кривая соответствует средней светимости  $\langle L \rangle$ , полученной в экспериментах с детектором "ОЛЯ" (нет "змейки"). До энергии  $\approx 430$  МэВ светимость следует закону  $L \sim \gamma^6$ , затем сказывается недостаточная скорость накопления позитронов. Средняя кривая - светимость в экспериментах с "нейтральным" детектором ("змеijke" включена). Верхняя кривая представляет расчетное значение максимальной светимости при достаточной скорости накопления позитронов.

На энергии 250 МэВ при включенном поле "змейки"  $H_w = 37$  кГс средняя в экспериментах светимость увеличена в 5,5 раз, а максимальная - в 7 раз и составила величину  $0,2 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Наблюдается малое время жизни максимальной светимости из-за влияния эффектов встречи в горизонтальной плоскости.

На рис.2 изображена зависимость  $\xi_z$  от  $\xi_x$  в режиме равных токов на энергии 250 МэВ. При достижении  $(\xi_x)_{\max} = 0,0134$ , что соответствует току 6,7 мА, наблюдается резкое ухудшение времени жизни пучков. В то же время параметр пространственного заряда  $\xi_z$  практически не достигает возможной максимальной величины. Подобный характер работы эффектов встречи вблизи  $(\xi_x)_{\max}$  можно объяснить отсутствием симметрии по набегу бетатронной фазы  $\mu_x$  между местами встречи, в случае, когда пучки встречаются в соседних со "змеijkeй" экспериментальных промежутках. Тем не менее достигнутые максимальные значения параметров пространственного заряда превышают аналогичные величины, которые могут быть получены при включенном поле "змейки".

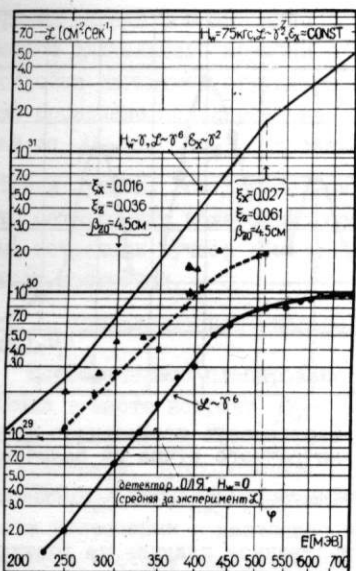


Рис.1. Зависимость светимости электрон-позитронного накопителя ВЭПП-2М от энергии.  $\Delta$  - максимальная достигнутая светимость при включенной "змеяке".

Расчетные значения максимальной светимости  $L_{max}$  и параметров пространственного заряда для энергии 250 МэВ с включенным полем в "змеяке" составляют:

$$L_{max} = 0,23 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, (\xi_x)_{max} = 0,0132, (\xi_z)_{max} = 0,03.$$

Экспериментально достигнутые результаты:

$$L_{max} = 0,2 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, (\xi_x)_{max} = 0,0134, (\xi_z)_{max} = 0,0275.$$

Змейка выключена:  $L_{max} = 0,03 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, (\xi_x)_{max} = 0,01, (\xi_z)_{max} = 0,0245.$

Таким образом, возможность увеличения светимости за счет роста горизонтального фазового объема пучков реализована полностью. Кроме того, благодаря росту декрементов затухания, вносимого "змежкой", светимость дополнительно увеличена в 1,5 раза.

В области энергий  $\Psi$ -мезона светимость выросла примерно в 3 раза,

$L_{max} = 3 \times 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Дальнейшее увеличение светимости ограничено возбуждением двухпучковой когерентной фазовой неустойчивости и недостаточной скоростью накопления позитронов. Достигнутый режим по встречным токам 55 мА( $e^-$ )x25 мА( $e^+$ ) вместо расчетного 100 мАx 100 мА, который будет возможен только после запуска нового бустерного накопителя БЭП. Полученные результаты на низких энергиях дают основание рассчитывать на дальнейшее увеличение светимости в области энергий  $\Psi$ -мезона при условии успешного решения проблем с когерентной фазовой неустойчивостью и достижения требуемой скорости накопления позитронов.

## 2. Зависимость параметров пространственного заряда от искажений магнитной структуры накопителя

Вносимое "змежкой" искажение магнитной структуры скомпенсировано с помощью коррекций градиентов основных квадрупольных линз накопителя [2,3]. При этом сохраняется только условная четырехкратная зеркальная симметрия. Важным

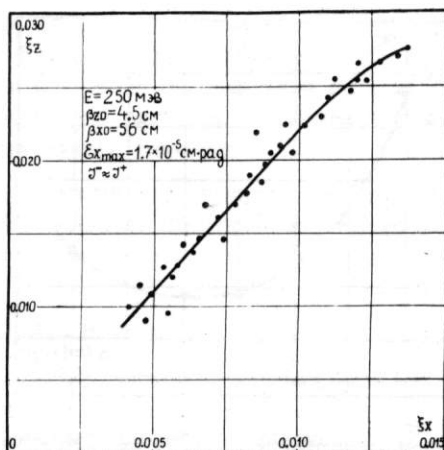


Рис.2. Зависимость параметра пространственного заряда  $\xi_z$  от значения  $\xi_x$  в режиме равных встречных токов ( $\xi_x \sim$  току встречного пучка).

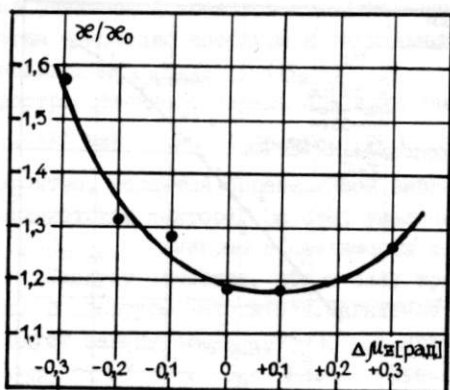


Рис.3. Относительная степень увеличения вертикального эмиттанса встречного пучка  $\mathcal{E}/\mathcal{E}_0$  от величины  $\Delta\mu_z$  при фиксированном значении  $\xi_z$ .

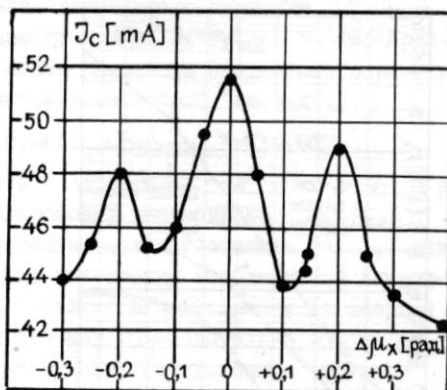


Рис.4. Зависимость предельного тока встречного пучка от величины  $\Delta\mu_x$ .  
 $E = 390$  МэВ,  $\Delta\mu_z \approx 0$ ,  $\nu_x = 3,0588$ ,  $\nu_z = 3,0974$ .

параметром магнитной структуры, оказывающим существенное влияние на достижимые параметры пространственного заряда, является симметрия набегов бетатронных фаз  $\mu_z$  и  $\mu_x$  между местами встречи. Идеальным является случай, когда  $\Delta\mu_{z,x} = (\mu_{z,x})_{\rightarrow} - (\mu_{z,x})_{\leftarrow} = 0$ , т.е. отсутствует модуляция набегов бетатронных фаз между местами встречи. Влияние такой модуляции на работу эффектов встречи рассматривалось ранее как аналитически, так и с помощью численного моделирования. Результаты моделирования показывают, что модуляция набег бетатронной фазы может приводить как к "раздуванию" пучков (вертикальная плоскость), так и к ограничению времени жизни (горизонтальная плоскость) [8,9].

Если встреча происходит в прямолинейных промежутках, где располагается "змейка", и противоположном, то сохраняется полная симметрия по набегам бетатронных фаз  $\mu_{z,x}$  между местами встречи и модуляции отсутствуют. Совершенно другая ситуация в случае встречи пучков в соседних со "змейкой" экспериментальных промежутках. В вертикальной плоскости при компенсации искажений магнитной структуры условие  $\Delta\mu_z = 0$  удается выполнить и сохраняется зеркальная симметрия. В горизонтальной плоскости из-за требования оптимальных значений других важных параметров структуры (симметрия по  $\beta_x \text{ тах}$ ,  $\gamma_x \text{ тах}$ , нужно значение инварианта Куранта-Снайдера для  $\gamma_x$  на длине "змейки" и др.) зеркальная симметрия в набеге бетатронной фазы  $\mu_x$  может отсутствовать.

На накопителе ВЭПП-2М проведены эксперименты по количественному изучению влияния модуляции  $\mu_{z,x}$  на достижимые параметры пространственного заряда. На рис.3,4 представлена информация о степени влияния величины  $\Delta\mu_z$  на "раздувание" пучка в вертикальной плоскости и  $\Delta\mu_x$  на предельное значение тока встречного пучка. Эксперименты проведены в режиме "сильный-слабый" пучок, причем встреча происходила в промежутке со "змейкой" и противоположном. Здесь  $\mathcal{E} = (\mathcal{E}_z^+ / \mathcal{E}_x^+)^{1/2}$  - коэффициент связи фазовых объемов "слабого" пучка, который является функцией тока "сильного" пучка.  $\mathcal{E}_0$  - значение  $\mathcal{E}$  в отсутствие встречного пучка.  $\mathcal{E}_x^+ = \mathcal{E}_x^- = \text{const}$ ,  $\xi_x \sim J / \mathcal{E}$ ,  $\xi_x \sim J$ ,  $J^-$  - ток сильного пучка ( $e^-$ ). Отношение  $\mathcal{E}/\mathcal{E}_0$  характеризует относительную степень "раздувания" "слабого" пучка. Подобная работа эффектов встречи проявляется и в режиме двух "сильных" пучков (режим максимальной светимости).

При перестройке режима работы накопителя из-за погрешностей в выставке градиентов линз, как правило, возникает рассогласование зеркальной симметрии набегов бетатронных фаз по отношению к местам встречи. Доступный способ из-

мерения параметров магнитной структуры не обладает достаточной точностью и требует длительного времени в настройке. Наиболее эффективным является метод настройки магнитной структуры по критерию получения максимальной светимости. Было проведено моделирование на ЭВМ и составлены алгоритмы управления симметрией по  $\beta_z$ ,  $\beta_x$  и совмещения минимального значения  $\beta_{z0}$  с местом встречи пучков. Все другие важные параметры магнитной структуры, включая частоты бетатронных колебаний, остаются без изменений. Практическая работа в режиме встречных пучков показывает высокую оперативность и точность подобного метода настройки.

### 3. Управление вертикальной $\beta$ -функцией в месте встречи

Первоначально планировался режим работы со значением вертикальной  $\beta$ -функции в месте встречи  $\beta_{z0} = 3,0$  см, что предполагает условие  $\beta_S < \beta_{z0}$ . Как для укорочения "естественной" длины ступка  $\beta_S$ , так и для компенсации его удлинения, пропорционального росту тока, предусматривалось увеличение напряжения  $V_0$  на ускоряющем ВЧ-резонаторе. Однако практическая реализация такого укорочения в настоящее время затруднительна, поскольку связанный с этим рост частоты синхротронных колебаний  $\nu_S$  приводит к понижению порога возбуждения двухпучковой когерентной фазовой неустойчивости. Наличие остаточ-

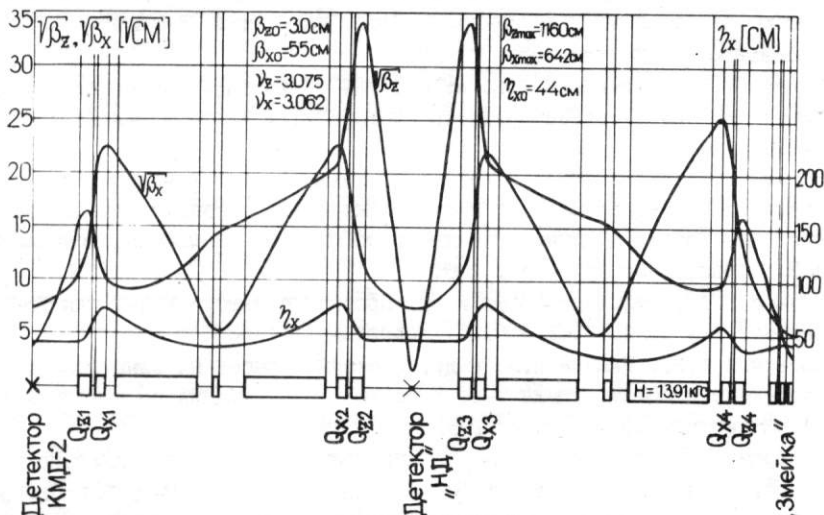


Рис.5. Магнитная структура половины кольца ВЭПП-2М, зеркально-симметричная по отношению к центру "змейки".

ных когерентных фазовых колебаний с малыми амплитудами при уменьшении  $\beta_{z0}$  вызывает понижение достижимого значения  $(\xi_z)_{max}$ . Эти эффекты накладывают ограничение на минимальную величину  $\beta_{z0}$ , которая в диапазоне энергий  $250+5I6$  МэВ оказалась в пределах  $4,3+4,7$  см. В каждом конкретном случае величина  $\beta_{z0}$  оптимизировалась на получение максимальной светимости. Для оперативного управления вертикальной  $\beta$ -функцией используются коррекции градиентов квадрупольных линз  $Q_{z1} \div Q_{z4}, Q_{x1} \div Q_{x4}$  и соответствующие им зеркально-симметричные согласно алгоритму (рис.5):

$$-\Delta G(Q_{z2}, Q_{z3}, Q_{z2}^*, Q_{z3}^*) + 2,2 \Delta G(Q_{z1}, Q_{z4}, Q_{z1}^*, Q_{z4}^*) - 0,39 \Delta G(Q_{x2}, Q_{x3}, Q_{x2}^*, Q_{x3}^*) + 0,86 \Delta G(Q_{x1}, Q_{x4}, Q_{x1}^*, Q_{x4}^*).$$

Мониторингом процессом служит скорость счета однократного тормозного излучения на встречном пучке.



#### 4. Использование синхротронного излучения из "змейки"

Синхротронное излучение, генерируемое сверхпроводящей "змейкой", используется на двух каналах вывода СИ с электронного направления для исследовательских и прикладных целей. Оба канала оснащены окнами-фильтрами для вывода мягкого рентгеновского излучения в диапазоне длин волн  $\sim 5+12 \text{ \AA}$ . На одном из каналов используется излучение с  $\lambda \sim 5 \text{ \AA}$  для экспериментов по контактной рентгеновской микроскопии. На другом канале проводятся регулярные работы по созданию промышленной технологии субмикронной рентгенолитографии на длине волны  $\lambda \sim 10+12 \text{ \AA}$ . В этих экспериментах неподвижная пластина диаметром 80 мм с маской засвечивается по всей поверхности с однородностью не хуже 5%. Для этой цели используется специальный режим с "качающейся" орбитой в вертикальной плоскости, который обеспечивается с помощью пилообразного магнитного поля с частотой до 30 Гц в корректоре орбиты [10].

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Тумайкин Г.М. Электрон-позитронный накопитель с высокой светимостью ВЭПП-2М. Труды 10-й Международной конференции по ускорителям высоких энергий. ИФВЭ, Протвино, 1977, т.1, стр. 443.
2. Анашин В.В., Вассерман И.Б. и др. Сверхпроводящая "змейка" с полем 75 кГс для электрон-позитронного накопителя ВЭПП-2М. Труды 6-го Всесоюзного совещания по использованию синхротронного излучения СИ-84. ИИФ СО АН СССР, Новосибирск, 1984, стр.55.
3. Anashin V.V., Vasserman I.B. et al. The 75 kG Superconducting Wiggler magnet for the electron-positron storage ring VEPP-2M Preprint /INP/ 84-123, 1984.
4. Golubev V.V. et al. Nucl. Instr. and Methods, 227 (1984), 467.
5. Анашин В.В., Вассерман И.Б. и др. Электрон-позитронный накопитель-охладитель БЭП. Труды 9 Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1985, т.2, стр.238.
6. Аксенов Г.А., Аульченко В.М. и др. Проект детектора КМД-2 для ВЭПП-2М. Препринт ИЯФ СО АН СССР 85-118, Новосибирск, 1985.
7. Вассерман И.Б., Иванов П.М. и др. Состояние работ на электрон-позитронном накопителе ВЭПП-2М. Труды 7-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1981, т.1, стр.242.
8. Вассерман И.Б., Израйлев Ф.М. Влияние различных типов модуляции на понижение порога стохастичности в эффектах встречи. Труды 7-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1981, т.2, стр.288.
9. Myers S. Simulation of the Beam-beam Effect for  $e^+e^-$  Storage Rings, CERN-ISR /RF /82-06, Geneva, 1982.
10. Gluskin E.S., Ivanov P.M., Kulipanov G.N., Skrinky A.N. and Shatunov Yu.M. First experiments with SR from the 75 kG Superconducting Wiggler on VEPP-2M storage ring. Proceedings of the International Conference on X-ray and VUV synchrotron radiation instrumentation. Stanford, USA, 1985; NIM, 1986, vol.A246, N. 1-3, s.41-45.

ВЛИЯНИЕ МАЛОГО РАЗВЕДЕНИЯ ПУЧКОВ НА  
ЭФФЕКТЫ ВСТРЕЧИ В НАКОПИТЕЛЕ ВЭПП-4

А.Б.Темных

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Принципиальное ограничение светимости ускорителей со встречными пучками часто связано с эффектами, вызванными взаимодействием частиц с сильно нелинейным электромагнитным полем встречного сгустка. В литературе эти эффекты получили название эффектов встречи. Сильное влияние на эффекты встречи оказывает синхротронное движение частиц /1,2/, квантовые флуктуации синхротронного излучения /3/ и радиационное затухание /6/, нелинейные компоненты ведущего магнитного поля /4/ и др. В данной работе рассматривается влияние малого разведения орбит пучков на месте их взаимодействия на эффекты встречи и представлены экспериментальные данные, полученные на накопителе ВЭПП-4.

В одномерном случае движения частиц в ускорителе со встречными пучками можно описать гамильтонианом /5/:

$$H = H_0 + V(x) \cdot \delta(s).$$

Здесь  $H_0$  - описывает невозмущенное движение, член  $V(x) \delta(s)$  учитывает влияние электромагнитного поля встречного сгустка. Если орбиты встречных пучков в месте их взаимодействия совпадают, и плотность частиц в сгустках описывается бигансовским законом, то  $V(x)$  является четной функцией относительно  $x$ . В этом случае для установок с одним местом встречи, например ВЭПП-4, набор бетатронных частот, вблизи которых выполняются условия нелинейного резонанса, будет:

$$2m \nu_x = \kappa, \quad (m, \kappa \text{ целые числа})$$

здесь  $\nu_x$  - частота бетатронных колебаний. Сила резонансов в основном определяется порядком  $\rho = 2m$  и уменьшается с увеличением  $\rho$ . При разведении орбит симметрия сил, действующих на частицы со стороны встречного сгустка, нарушается, т.е.  $V(x)$  перестает быть четной функцией координаты  $x$ . Следствием этого является возникновение дополнительных нелинейных резонансов:

$$(2m+1) \nu_x = \kappa,$$

их сила зависит от величины разведения орбит и от порядка  $\rho = 2m+1$  /5/.

Для иллюстрации эффекта появления дополнительных резонансов на рис.1 приведены фазовые плоскости движения частиц, взаимодействующих с круглым встречным пучком ( $\zeta_x/\zeta_z = 1$ ). В случае совпадения орбит (рис.1а) на фазовой плоскости видны области автофазировки (ОБА) нелинейного резонанса I4 порядка ( $I4 \nu_x = I20$ ). При малом разведении орбит в месте встречи,  $\Delta x = 0, I \zeta_x$  (рис.1б), на месте резонанса I4-го порядка появляются значительно большие ОБА резонанса 7-го порядка ( $7 \nu_x = 60$ ). В таблице I приведены расчетные значения ширины ОБА одномерных резонансов для сильно эллиптического пучка ( $\zeta_x/\zeta_z = I00$ ) при различном радиальном разведении. Из этой таблицы видно, что даже малое ( $\Delta x = 0, I \zeta_x$ ) разведение орбит уже сильно влияет на бетатронное движение частиц.

Изучение дополнительных нелинейных резонансов связи, возникающих при радиальном разведении, а также изучение влияния вертикального разведения орбит на эффекты встречи осложняется сильной модуляцией набега вертикальной бетатронной фазы между местами встречи /1/ и требует отдельного рассмотрения.

Влияние малого радиального разведения орбит на эффекты встречи экспериментально изучалось на накопителе ВЭПП-4. Методика экспериментов /4/ позво-

для быстро и с хорошей точностью измерять скорость потерь частиц из позитронного пучка и удельную светимость в зависимости от положения рабочей точки. На рис.2 представлены результаты измерений при пересечении рабочей точки резонанса  $7 \nu_x = 60$  при различном напряжении на пластинах радиального разведения орбит. Значения параметров  $f_z$ ,  $f_x$ , которые характеризуют силу эффектов встречи, были  $f_z \approx 0,035$ ,  $f_x \approx 0,01$ . Из этих измерений видно, что, во-первых, при напряжении  $U = 20 \text{ кВ}$  потери частиц на резонансе  $7 \nu_x = 60$  минимальны, то есть это напряжение соответствует точному радиальному сведению орбит в месте встречи, во-вторых, удельная светимость практически не зависит от разведения, т.е. использовать этот параметр для контроля за малым разведением орбит нельзя. На рис.3 представлены результаты измерений, когда рабочая точка "заметала" в плоскости бетатронных частот  $\nu_x, \nu_z$  квадрат со сторонами  $0,04 \times 0,04$ . Здесь видны области с большими потерями, которые отражают влияние нелинейных резонансов на динамику движения частиц. Не вдаваясь в

Таблица I. Ширина областей автофазировок нелинейных резонансов  $\rho \cdot \nu_x = \kappa$

Порядок резонанса	разведение орбит в единицах $\delta_x$					
	0	0,02	0,04	0,06	0,08	0,10
$\rho$	Ширина областей автофазировок в ед. $\delta_x$ (центр на амплитуде $3\delta_x$ )					
1	2	3	4	5	6	7
5	-	0,48	0,68	0,83	0,96	1,07
6	1,92	1,92	1,92	1,92	1,92	1,92
7	-	0,26	0,37	0,45	0,52	0,58
8	0,88	0,88	0,88	0,88	0,88	0,88
9	-	0,12	0,18	0,22	0,25	0,28
10	0,38	0,38	0,38	0,38	0,38	0,38
11	-	0,06	0,08	0,10	0,11	0,13
12	0,15	0,15	0,15	0,15	0,15	0,15
13	-	0,03	0,03	0,04	0,05	0,054
14	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06

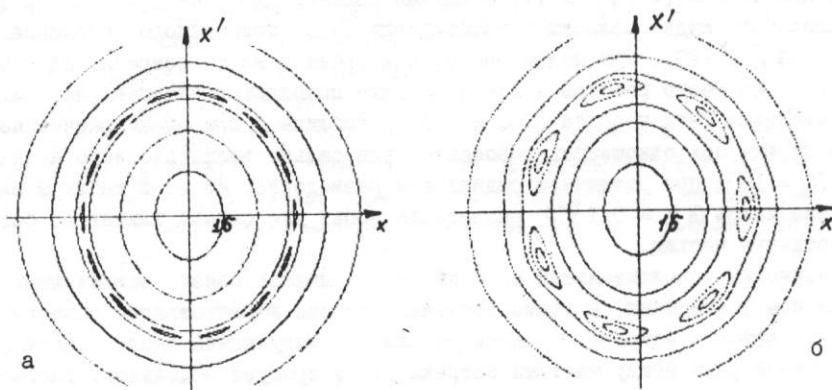


Рис.1. Траектории частиц на фазовой плоскости. Модель: круглый встречный пучок,  $f_0 = 0,03$ ,  $\nu_x = 8,563$ .  
а)  $\Delta x = 0$ , б)  $\Delta x = 0,1 \delta_x$ .

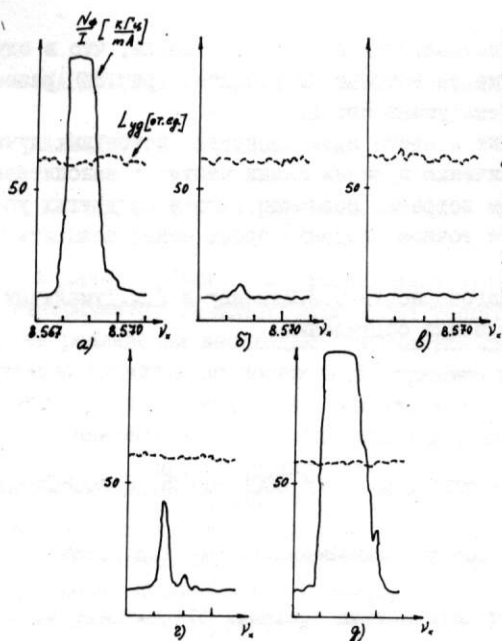


Рис. 2. Зависимость удельной светимости и скорости потерь частиц из позитронного пучка при пересечении рабочей точки резонанса  $7 \nu_x = 60$ .  $N\phi/I$  - величина пропорциональная скорости потерь,  $\xi_x \approx 0,01$ ,  $\xi_z \approx 0,03$ .  $U$  - напряжение на пластинах радиального разведения. а)  $U = 0$ , б)  $U = 7,5$  кВ, в)  $U = 20$  кВ, г)  $U = 32,5$  кВ, д)  $U = 40$  кВ.

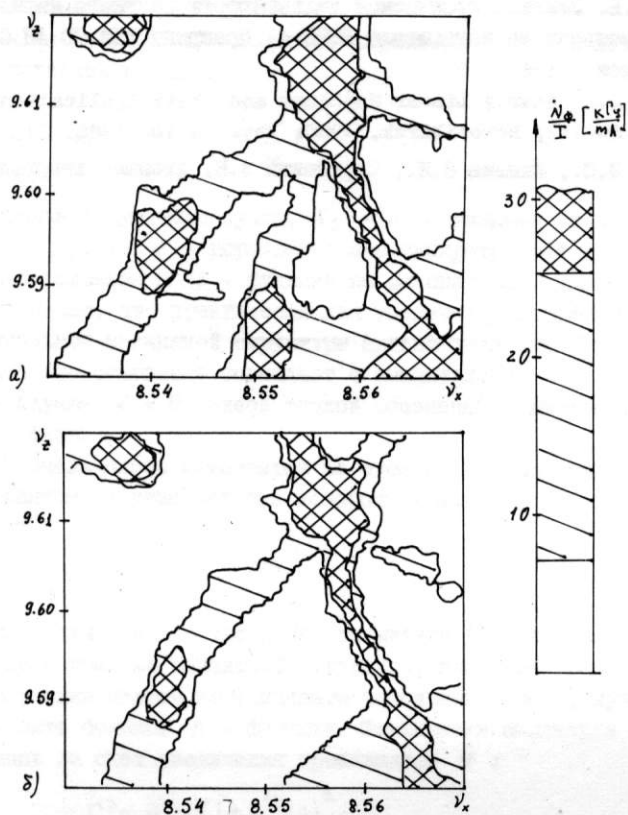


Рис. 3. Зависимость потерь частиц из позитронного пучка от положения рабочей точки накопителя.  $\xi_z = 0,035$ ,  $\xi_x = 0,01$ . а)  $U = 30$  кВ, б)  $U = 20$  кВ.

подробное описание результатов, представленных на рис.3, отметим, что в случае, когда радиальное разведение в месте встречи отсутствует (рис.3б) размеры областей с большими потерями частиц уменьшаются.

Точное радиальное сведение орбит в месте взаимодействия встречных пучков на накопителе ВЭПП-4 привело к увеличению времени жизни частиц в накопителе при работе вблизи порога по эффектам встречи. Возможно, что и на других установках со встречными пучками более точное сведение орбит может повысить эффективность работы.

В заключение автор выражает благодарность С.И.Мишневу и Г.М.Тумайкину за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения.

#### Литература

1. Вассерман И.Б., Израйлев Ф.М. Препринт ИЯФ СО АН СССР 81-25, Новосибирск, 1981.
2. Piwinski A. Satellite Resonances Due to Beam-Beam Interaction. IEEE, 1977, v.NS-24, No.3, p.1408.
3. Tenneyson J. Proc of the Beam-Beam Interaction Seminar. SLAC-PUB-2624, 1980, p.3.
4. Темных А.Б. Влияние кубической нелинейности ведущего магнитного поля на эффекты встречи на накопителе ВЭПП-4. Препринт ИЯФ СО АН СССР 86-97, Новосибирск, 1986.
5. Izrailev F.M. Nearly Linear Mappings and their Applications. INP Preprint 80-149, Novosibirsk, 1980; Physica 1D (1980) 243.
6. Дербенев Я.С., Мишнев С.И., Скринский А.Н. Атомная энергия, 1966, т.20, с.217.

А.Н.Дубровин, А.А.Жоленц

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В качестве одного из направлений будущего развития накопителя ВЭПП-4 рассматривается ВЧ-монохроматизация энергии пучков перед местом встречи /1/. Для ее реализации необходимо на участке специальных ВЧ-резонаторов с приблизительно линейным по поперечной горизонтальной координате высокочастотным продольным электрическим полем создать линейное разложение пучка по этой координате в зависимости от энергии частиц. Степень монохроматизации  $\chi = \frac{\sigma_E}{\sigma_N}$  ( $\sigma_E$  - естественный энергетический разброс в пучке,  $\sigma_N$  - энергетический разброс в пучке после прохождения ВЧ-резонаторов) определяется в основном тем, насколько большое отношение поперечного синхротронного размера пучка на резонаторах к бетатронному размеру удастся создать:  $\chi \approx \frac{\sigma_s}{\sigma_\beta}$ , поскольку бетатронное движение перемешивает траектории частиц с различной энергией. Обычно в накопителях синхротронный и бетатронный размеры пучка примерно равны, поэтому для создания большого отношения синхротронного размера пучка к бетатронному нужна специальная магнитная структура.

1. Рассмотрим способ создания большого параметра монохроматизации  $\chi$ , который можно представить в виде

$$\chi^2 \approx \frac{\sigma_s^2}{\sigma_\beta^2} = \frac{\Psi^2}{\beta} \frac{\sigma_E^2}{\epsilon_x},$$

где  $\epsilon_x$  - горизонтальный эмиттанс пучка,  $\sigma_E$  - естественный энергетический разброс в пучке,  $\sigma_s$ ,  $\sigma_\beta$ ,  $\Psi$ ,  $\beta$  - горизонтальные синхротронный и бетатронный размеры пучка, дисперсионная и  $\beta$  - функции на резонаторах соответственно. Это выражение показывает, что практически для увеличения параметра  $\chi$  необходимо с помощью специальной магнитной структуры сильно увеличить отношение  $\Psi^2/\beta$ . Легко заметить, что это отношение совпадает с амплитудой  $F^2 = \Psi^2 + \dot{\Psi}^2$ , где  $\Psi = \Psi/\beta^{1/2}$ , в случае  $\dot{\Psi} = 0$ , здесь точкой обозначено дифференцирование по набегу бетатронной фазы.

Амплитуда  $F^2$  очень слабо изменяется на элементах периодичности и является точным инвариантом на участках без поворотных магнитов, что хорошо видно из уравнения для  $\Psi$ :

$$\ddot{\Psi} + \Psi = k \beta^{3/2},$$

где  $k$  - кривизна орбиты. Сильно увеличить амплитуду  $F^2$ , как следует из этого уравнения, можно с помощью магнитной структуры, подобной предложенной в работе /2/ для получения малого коэффициента расширения орбит, путем создания на специальном магните большой  $\beta$  - функции. Фактически амплитуда  $F^2$  увеличивается при этом лишь за счет увеличения производной  $\dot{\Psi}$ :

$$F^2 \approx \dot{\Psi}^2 \approx \left( \int k \beta^{1/2} ds \right)^2,$$

поэтому между магнитом и ВЧ-резонаторами необходимо обеспечить набег бетатронной фазы, равный  $\pi/2$ , чтобы созданный большой инвариант  $F^2$  полностью перешел в необходимое нам отношение  $\Psi^2 = \Psi^2/\beta$ .

2. Проанализируем ограничения на максимальный параметр монохроматизации  $\chi$ , который можно получить этим способом. Для получения значений  $\chi$  порядка 5-10 (заметим, что на элементах периодичности отношение синхротронного размера к бетатронному определяется отношением поперечного и продольного декрементов затухания:  $\sigma_x^2/\sigma_z^2 = G_x/G_z = 1/2$ ) амплитуда  $F^2$  существенно, скажем, в 100 раз, возрастает на магните. Следовательно, магнитное поле не может быть очень большим, так как при этом сильно возрастает эмиттанс пучка, который пропорционален интегралу  $J = \oint k^3 F^2 ds$ , а это прямо ведет к уменьшению  $\chi$ . Фактически же поле магнита должно быть слабее поля в элементах периодичности.

Для получения максимального значения  $\chi$  можно рассмотреть задачу оптимизации распределения магнитного поля при заданном поведении  $\beta$  - функции на магните. Если задаться определенным значением амплитуды  $F^2$ , получаемым на магните, то, в пренебрежении малым начальным значением  $F_0^2$ , минимальный вклад в интеграл  $J$  от магнита дается выражением

$$\Delta J_{\min} = \left(\frac{3}{5}\right)^3 \frac{F^5}{(\beta^{3/4} ds)^2}.$$

Соответствующее распределение магнитного поля вдоль магнита, при котором вклад в эмиттанс минимален, в частном случае постоянной  $\beta$  - функции описывается формулой:  $k \sim s^{-2/3}$ . Надо отметить, что в этом случае магнит с постоянным полем, дающий то же значение амплитуды  $F^2$ , вклад в интеграл дает примерно в 1,5 раза больше.

Если теперь найти максимальное значение параметра  $\chi^2$ , оптимизируя величину амплитуды  $F^2$ , получаемой на магните, то оказывается, что эмиттанс при этом увеличивается по сравнению с естественным значением на 2/3 своей величины, а сам максимальный параметр  $\chi_{\max}^2$  зависит фактически только от интеграла от  $\beta$  - функции по магниту. Таким образом, для получения большого значения параметра монохроматизации необходимо создать на длинном магните с относительно слабым магнитным полем большую  $\beta$  - функцию. Выпишем выражение для максимального параметра  $\chi^2$ :

$$\chi_{\max}^2 = c \cdot \left(\frac{\beta_m}{\beta_0}\right)^{3/5} \cdot \left(\frac{\ell_m}{R_0}\right)^{4/5} \cdot \nu_0^{6/5} \cdot G_x/G_z,$$

где  $\ell_m$ ,  $\beta_m$  - длина специального магнита и  $\beta$  - функция на нем,  $\beta_0$ ,  $R_0$ ,  $\nu_0$  -  $\beta$  - функция, радиус поворота в магнитах и жесткость фокусировки элементов периодичности,  $c = ((5/3)^{3/2} \cdot \frac{2}{3} \pi)^{2/5} \approx 1,5$  - численный коэффициент,  $G_x/G_z \approx 1/2$  - отношение декрементов затухания.

Если подставить в эту формулу значения  $R_0 = 35$  м,  $\nu_0 = 8$  для накопителя ВЭПП-4, то оказывается, что для получения параметра монохроматизации  $\chi = 5$  на магните длиной 10 м требуется увеличить  $\beta$  - функцию на магните по сравнению с  $\beta$  - функцией на элементах периодичности примерно в 30 раз. Слабая зависимость параметра  $\chi_{\max}^2$  от  $\beta$  - функции практически ограничивает возможности дальнейшего увеличения параметра монохроматизации за счет увеличения  $\beta$  - функции на магните.

3. На основании рассмотренного способа получения большого параметра монохроматизации была предложена специальная магнитная структура для накопителя ВЭПП-4 (рис. 1, 2). Помимо получения большого параметра монохроматизации, магнитная структура обеспечивает согласование с остальным кольцом накопителя и создание необходимых параметров пучка на резонаторах и в месте встречи.

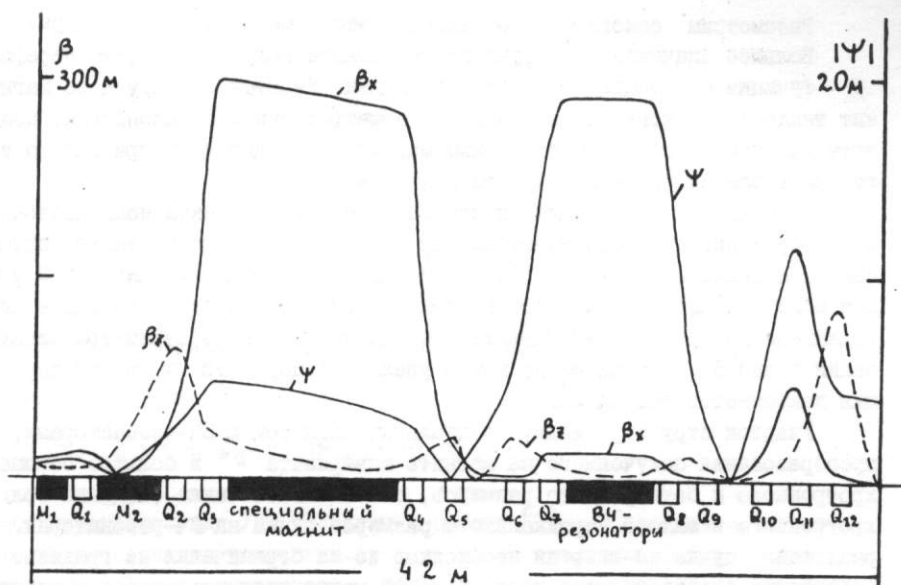


Рис.1. Магнитная структура ВЧ - монохроматизации для накопителя ВЭПП-4. Буквами  $Q$ ,  $M$  обозначены квадрупольные линзы и дополнительные поворотные магниты.

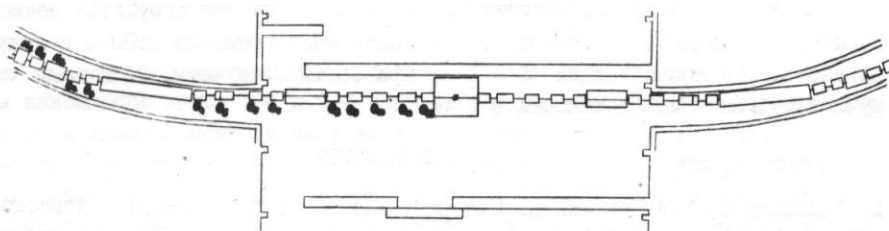


Рис.2. Расположение элементов схемы ВЧ-монохроматизации в экспериментальном промежутке накопителя ВЭПП-4.



Рассмотрим основные особенности этой магнитной структуры.

Большое значение  $\beta$  - функции на магните получается путем перефокусировки  $\beta$  - функции с помощью квадрупольной линзы. Участок структуры до магнита служит также для вписывания в реальную геометрию туннеля накопителя, поскольку этот участок вместе со специальным магнитом находится внутри кольца и замещают часть элементов периодичности накопителя.

Поскольку  $\beta$  - функция на специальном магните фактически постоянна, то из соображений простоты изготовления поле магнита выбрано также постоянным, при этом теряется примерно 10% в выигрыше  $\chi$ . При длине магнита 9 м и магнитном поле 4,5 кГс, а также при введении магнитного поля 3 кГс в две линзы, находящиеся по обе стороны магнита, получаемое значение параметра монохроматизации равно 5. Дополнительно можно увеличить параметр  $\chi$  путем перераспределения декрементов затухания.

Участок структуры между специальным магнитом и ВЧ-резонаторами, помимо преобразования полученного на магните инварианта  $F^2$  в большое отношение синхротронного и бетатронного размеров, обеспечивает также создание большого синхротронного и малого вертикального размеров пучка на ВЧ-резонаторах. Сильное разложение пучка по энергии необходимо из-за ограничения на градиент высокочастотного электрического поля, который можно получить на резонаторах. Поскольку по горизонтали щель для пучка идет по всей ширине резонатора, необходимо обеспечить малый вертикальный размер щели.

Особенностью участка магнитной структуры между ВЧ-резонаторами и местом встречи является наличие горизонтального разворота пучка (см. /1/), возникающего из-за влияния высокочастотного вертикального магнитного поля резонаторов на несинхронные частицы. В местах максимального разворота пучка, т.е. в двух ближних к месту встречи линзах, из-за разворота пучка требуется примерно в два раза увеличить горизонтальную апертуру этих линз. Так как эти две линзы должны быть достаточно сильными для создания малых  $\beta$  - функций в месте встречи, их, по-видимому, можно изготовить в виде линз Пановского со сверхпроводящими обмотками.

Другой особенностью является большая дисперсионная функция, а точнее, большой горизонтальный размер пучка в месте встречи. За счет этого светимость накопителя (при увеличении токов пучков в  $\chi$  раз) возрастает примерно в  $\chi$  раз.

Таким образом, предлагаемая специальная магнитная структура обеспечивает возможность реализации ВЧ-монохроматизации на накопителе ВЭПП-4 с получением параметра монохроматизации  $\chi = 5$  и, при соответствующем увеличении токов пучков, увеличение светимости в 5 раз.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.А.Жоленц, О.А.Нежевенко. Препринт ИЯФ СО АН СССР 86-145, Новосибирск, 1986.
2. А.Н.Дубровин, А.А.Жоленц. Препринт ИЯФ СО АН СССР 85-113, Новосибирск, 1985.

ПРОЕКТ МОДИФИКАЦИИ НАКОПИТЕЛЯ ВЭШ-4М ДЛЯ  
ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ПРОДОЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ПУЧКАМИ

А.А.Жоленц, В.В.Муратов, Ю.И.Эйдельман

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В настоящей работе описывается предложение по модификации экспериментального промежутка накопителя ВЭШ-4М для получения продольного направления поляризации спинов электронов и позитронов в месте встречи.

В основу метода получения продольной поляризации положен известный подход с применением соленоидальных спиновых ротаторов (см. рис.1) /1-3/. В этой схеме продольным магнитным полем соленоидов вертикальное направление поляризации сначала переводится в горизонтальное, а затем в продольное поворотом на  $90^\circ$  в магните с вертикальным магнитным полем. Симметричная часть схемы используется для восстановления вертикального направления поляризации.

Данная работа является продолжением исследований, начатых в /2,4/. В работе /2/ уже предлагалась конкретная схема получения продольной поляризации, адаптированная к оптике экспериментального промежутка накопителя ВЭШ-4. Однако в настоящее время существенно изменились планы, касающиеся установки в целом. Подготовлен проект модернизации накопителя - проект ВЭШ-4М, который, в частности, предусматривает и обновление оптики экспериментального промежутка. Естественно, что в этих условиях нужно было найти новое решение, адаптированное к новой оптике экспериментального промежутка. Эта работа выполнена и ее результаты приведены в настоящей статье.

Схема экспериментального промежутка накопителя ВЭШ-4М показана на рис.2а. Расположение магнитных элементов симметрично относительно места встречи. В центре размещен детектор с продольным магнитным полем, а рядом с ним дублет квадрупольных линз ( $L_1, L_2$ ). За дублетом расположены два поворотных магнита ( $M_1, M_2$ ), образующие вместе с квадрупольными линзами единую систему - жесткофокусирующий спектрометр для измерения энергии электронов и позитронов, которые потеряли часть своей энергии при двухфотонном взаимодействии /5/. Суммарный угол поворота траектории в магнитах выбран равным  $8^\circ 23'$ . В этом случае на энергии ипсилон-резонанса ( $2 \times 4,7 \text{ ГэВ}$ ) вектор поляризации поворачивается в горизонтальной плоскости на  $90^\circ$ , что сразу же решает вторую часть нашей задачи. Первая часть задачи, именно перевод вектора поляризации из вертикальной плоскости в горизонтальную, решается с помощью специальной вставки в магнитную структуру экспериментального промежутка - соленоидально-го спинового ротатора.

Был выбран такой вариант вставки, который не требует изменений оптики центральной части экспериментального промежутка и тем самым сохраняет схему жесткофокусирующего спектрометра, что позволит продолжить изучение двухфотонных процессов уже с продольно поляризованными пучками.

Транспортная матрица выбранной вставки эквивалентна транспортной матрице дрейфового промежутка. Как известно /4/, конкретная реализация такой вставки может быть выполнена различными способами. Мы применили вариант вставки, представляющий собой два соленоида, между которыми расположены шесть квадрупольных линз, подбор параметров которых обеспечивает выполнение условия эквивалентности при любом поле соленоидов.

Техническое решение ротатора для экспериментального промежутка ВЭШ-4М осуществлено следующим образом (рис.2б). Снимается последний элемент перио-

личности в полукольце. Дрейфовый промежуток между линзами  $L_3$  и  $L_4$  увеличивается до 14 метров за счет замены линз  $L_3, L_4$  на более короткие, уменьшения дрейфового промежутка между линзами  $L_4, L_5$  и их размещения на месте снятого элемента периодичности. Необходимый доворот пучка осуществляется теперь магнитом  $M_4$ . На освободившемся месте размещается спиновый ротатор - два соленоида (длинной по 155 см, с максимальным полем 80 кГс) и шесть стандартных квадрупольных линз ВЭШ-4 (длина - 128,7 см, максимальный градиент - 2,1 кГс/см, диаметр вписанной окружности - 80 мм). Транспортная матрица ротатора эквивалентна матрице дрейфового промежутка с длиной, соответствующей расстоянию между линзами  $L_3$  и  $L_4$  в исходной схеме (рис. 2а). Поэтому всюду вне ротатора параметры пучка не претерпевают каких-либо заметных изменений. Естественно, внутри ротатора движение частиц существенно изменяется: они совершают одну волну бетатронных колебаний по горизонтали и полволны по вертикали. На рис.3 показана необходимая горизонтальная и вертикальная полуапертуры внутри ротатора. Малая апертура является следствием очень жесткой фокусировки. Другим ее следствием является заметный вклад в хроматизм всего ротатора в целом:  $-1,1$  по вертикали и  $-3,1$  по горизонтали.

При выборе оптики спинового ротатора особое внимание уделялось недопущению появления на регулярной части кольца накопителя большого значения параметра спин-орбитальной связи  $\delta \frac{\partial \sigma}{\partial r}$  (см.приложение). Как показал анализ, описанная выше схема ротатора может быть выполнена таким образом, что возмущения спинового движения частиц их орбитальным движением, вносимые различными магнитными элементами ротатора, будут взаимно скомпенсированы. На практике полностью реализовать такую схему не удалось. Однако сделана взаимная компенсация малых остаточных возмущений одного ротатора другим, расположенным с другой стороны от места встречи и восстанавливающим вертикальное направление поляризации. Другими словами, элементы транспортной матрицы от начала первого ротатора до конца второго, обозначенные в приложении как элементы матрицы  $D$ , практически равны нулю.

Сказанное выше иллюстрирует график поведения параметра  $|\delta \frac{\partial \sigma}{\partial r}|$  на экспериментальном промежутке ВЭШ-4 (рис.4). Видно, что в начале, на участке "Р", величина  $|\delta \frac{\partial \sigma}{\partial r}|$  очень мала. Затем она сильно увеличивается внутри ротатора (участок "В"), и к концу ротатора (в начале участка "С") вновь уменьшается. Это говорит о взаимной компенсации спин-орбитальных возмущений магнитных элементов ротатора. При прохождении поворотных магнитов (участок "М") величина  $|\delta \frac{\partial \sigma}{\partial r}|$  опять возрастает. Это приводит к некоторой потере степени поляризации. Для ее уменьшения магниты имеют сравнительно слабое поле. Дальнейшее поведение параметра  $|\delta \frac{\partial \sigma}{\partial r}|$  после места встречи симметрично. К концу экспериментального промежутка величина  $|\delta \frac{\partial \sigma}{\partial r}|$  возвращается к своему первоначальному малому значению, что подтверждает слова о компенсации остаточных спин-орбитальных возмущений одного ротатора другим. В месте встречи  $|\delta \frac{\partial \sigma}{\partial r}| = 0$ .

Была исследована зависимость степени поляризации от угла поворота спина в ротаторе (рис.5). Для расчета поляризационных характеристик пучка использовалась программа, реализующая методику, описанную в приложении. Видно, что ротатор совсем не обязательно должен поворачивать спин на  $90^\circ$ . Угол поворота спина может быть уменьшен без значительной потери степени продольной поляризации. Это позволяет использовать более слабые соленоиды.

Расчетная зависимость времени и степени продольной поляризации от энергии пучков в накопителе в области первых трех ипсилон-резонансов показана на рис.6. На нем отмечены положения линейных спиновых и спин-орбитальных резонансов:

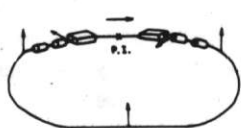


Рис.1. Принципиальная схема получения продольной поляризации с использованием соленоидов.

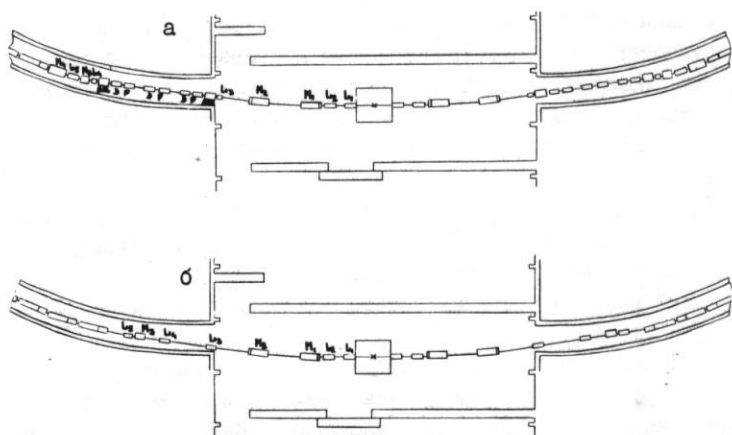


Рис.2. Расположение элементов экспериментального промежутка:  
а - при модернизации накопителя ВЭПП-4М,  
б - для получения продольной поляризации.

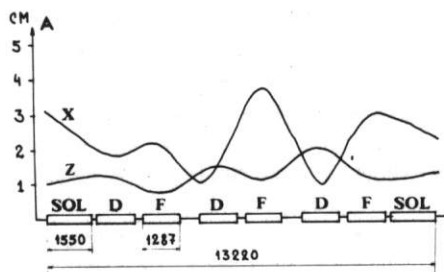


Рис.3. Схема ротатора и значение требуемой полуапертуры:  
X - по горизонтали, Z - по вертикали.

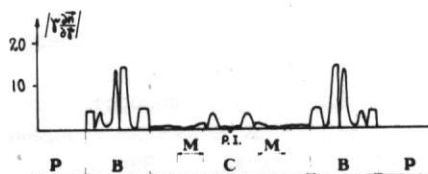


Рис.4. Значение модуля вектора спин-орбитальной связи в экспериментальном промежутке:  
P - полукольцо, B - соленоидальный спиновый ротатор, C - центральная часть, M - поворотные магниты.

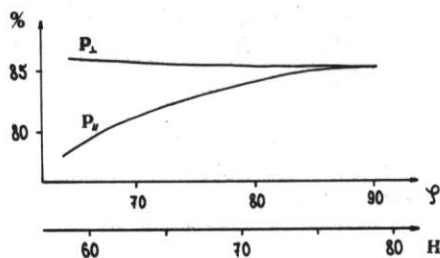


Рис.5. Степень поперечной ( $\perp$ ) и продольной ( $\parallel$ ) поляризации в зависимости от угла поворота спина в ротаторе и соответствующее этому углу поле в соленоидах на энергии  $\Upsilon$  - резонанса.

$$\begin{aligned} \nu &= K & \nu \pm \nu_z &= K \\ \nu \pm \nu_x &= K' & \nu \pm \nu_s &= K', \end{aligned}$$

где  $\nu$  - частота прецессии спина,  $\nu_x$ ,  $\nu_z$ ,  $\nu_s$  - частоты бетатронных и синхротронных колебаний,  $K$  - целое число. Видно, что падение степени поляризации как раз объясняется действием этих резонансов.

Степень продольной поляризации на энергии первого  $\Upsilon$ -резонанса  $\approx 80\%$ . При этом время поляризации составляет  $\approx 10$  минут. Для получения такого малого времени поляризации в середине каждого полукольца ВЭПП-4М предполагается разместить по трехполюсной змейке, обладающей большим средним значением куба магнитного поля.

Таким образом, предложена схема получения продольной поляризации в месте встречи накопителя ВЭПП-4М, обеспечивающая сохранение оптики центральной части экспериментального промежутка. Это позволяет рассчитывать на использование высокой светимости накопителя в экспериментах с продольно поляризованными пучками. Показано, что степень продольной поляризации в этих экспериментах может достигать значения  $\approx 80\%$ .

Авторы искренне благодарны Г.М.Тумайкину и Ю.М.Шатунову за полезные обсуждения в процессе выполнения работы.

#### Приложение: МЕТОДИКА РАСЧЕТА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПУЧКА В НАКОПИТЕЛЕ

Для нахождения степени и времени поляризации пучка удобно использовать хорошо известные формулы /6/:

$$\alpha_+ = \frac{1}{2\pi R} \oint \frac{ds}{|\rho(s)|^3} \left[ 1 - \frac{2}{9} (\vec{n}\vec{v})^2 + \frac{11}{18} |r \frac{\partial \vec{n}}{\partial t}|^2 \right], \quad \alpha_- = \frac{1}{2\pi R} \oint \frac{ds}{|\rho(s)|^3} \left[ \frac{\vec{v}\vec{v}}{|\vec{v}|} (\vec{n} - r \frac{\partial \vec{n}}{\partial t}) \right] \quad (1)$$

$$P = \frac{8}{5\sqrt{3}} \cdot \frac{\alpha_-}{\alpha_+}, \quad \tau_{\text{пол}} = \left( \frac{5\sqrt{3}}{8} \frac{e^2 \gamma^5 \hbar}{m_0^2 c^2} \alpha_+ \right)^{-1}. \quad (2)$$

В этих формулах используются все обозначения /6/. Наибольшую трудность вызывает нахождение вектора спин-орбитальной связи  $\Upsilon \frac{\partial \vec{n}}{\partial t}$ . Примененная методика вычисления вектора  $\Upsilon \frac{\partial \vec{n}}{\partial t}$  аналогична матричному формализму А.Шао /7/. Но в отличие от /7/ для описания движения вектора спина используются все три его компоненты.

Суть методики заключается в совместном решении уравнения орбитального движения и уравнения ВМТ /8/ движения спина частицы:

$$\vec{E} + \frac{e}{c} \vec{z} \times \vec{B} = \frac{d}{dt} \left( \frac{e}{c^2} \dot{\vec{z}} \right), \quad \mathcal{E} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \dot{\vec{z}}^2/c^2}} \quad (3)$$

$$\frac{d\vec{f}}{dt} = \vec{\Omega} \times \vec{f} \quad (4)$$

$$\vec{\Omega} = -\frac{e}{m_0 \gamma c} \left[ (1+\gamma) \vec{B} - \frac{a \gamma^2}{1+\gamma} \frac{1}{c^2} (\dot{\vec{z}} \vec{B}) \vec{z} - \left( \gamma + \frac{\gamma}{1+\gamma} \right) \dot{\vec{z}} \times \frac{\vec{E}}{c} \right]. \quad (5)$$

Здесь обозначено:  $e, m_0$  - заряд и масса покоя частицы;  $c$  - скорость света;  $\vec{E}, \vec{B}$  - электромагнитное поле,  $\vec{z}$  - радиус-вектор частицы,  $\vec{f}$  - вектор спина частицы.

Известно, что орбитальное движение частицы в накопителе полностью описывается 6-компонентным вектором  $\vec{X}$ , который удобно разбить на вектор замкнутой орбиты  $\vec{X}_0$  и вектор малых колебаний  $\vec{x}$  вокруг нее:

$$\vec{X}(s) = \vec{X}_0(s) + \vec{x}(s)$$

$$\vec{X}_0(s+b) = \vec{X}_0(s)$$

$$\vec{x} = (x, x', z, z', y, \delta) \quad , \text{ где } \delta = \Delta E / E .$$

Вектор  $\vec{x}$  от азимута  $S_1$  к азимуту  $S_2$  преобразуется с помощью транспортной матрицы  $M$  :

$$\vec{x}(S_2) = M_{6 \times 6}(S_2 | S_1) \cdot \vec{x}(S_1) .$$

Решение уравнения (4) усложняется тем, что вектор прецессии спина  $\vec{\Omega}$  непосредственно зависит от  $\vec{X}$  . Поэтому удобно разбить его на две части:

$$\vec{\Omega}(\vec{X}) = \vec{\Omega}_0(\vec{X}_0) + \vec{\omega}(\vec{x}) .$$

Вектор спина  $\vec{f}$  тоже разбиваем на две части:  $\vec{f} = \vec{n} + \Delta \vec{n}$  , где  $\vec{n}$  - вектор равновесного положения, спина, а  $\Delta \vec{n}$  - малая поправка к  $\vec{n}$  , обусловленная бетагронным и синхронным движением частицы. Тогда в линейном приближении для  $\vec{n}$  и  $\Delta \vec{n}$  можно записать уравнения

$$\frac{d\vec{n}}{dt} = \vec{\Omega}_0 \times \vec{n} \quad (6)$$

$$\frac{d\Delta \vec{n}}{dt} = \vec{\Omega}_0 \times \Delta \vec{n} + \vec{\omega} \times \vec{n} . \quad (7)$$

Решение (6) находится в виде:

$$\vec{n}(S_2) = N_{3 \times 3}(S_2 | S_1) \vec{n}(S_1) ,$$

$$\vec{n}(s+b) = \vec{n}(s) ,$$

где  $N_{3 \times 3}$  - матрица 3х3 преобразования спина от азимута  $S_1$  к азимуту  $S_2$  . Она легко вычисляется для каждого ускорительного элемента /9/.

Решение уравнения (7) имеет вид

$$\Delta \vec{n}(S_2) = N(S_2 | S_1) [ \Delta \vec{n}(S_1) + I \cdot \vec{n}(S_1) ] , \quad (8)$$

$$I = \int_{S_1}^{S_2} N(S_2 | t) W(t) N(t | S_1) dt ,$$

где  $W(t)$  - матрица вращения  $\vec{n}$  вокруг вектора  $\vec{\omega}(t)$  на азимуте  $t$  .

Теперь, зная как ведут себя векторы  $\vec{n}$  и  $\Delta \vec{n}$  , можно описывать совместно спин-орбитальное движение частицы 9-компонентным вектором  $\vec{Y}_9 = (\vec{x}_6, \Delta \vec{n}_3)$  , который преобразуется через матрицу  $T$  :  $\vec{Y}(S_2) = T_{9 \times 9}(S_2 | S_1) \vec{Y}(S_1)$  .

Матрица  $T_{9 \times 9}(S_2 | S_1)$  имеет блочный вид:

$$T_{9 \times 9} = \left( \begin{array}{c|c} M_{6 \times 6} & O_{6 \times 3} \\ \hline D_{3 \times 6} & N_{3 \times 3} \end{array} \right) ,$$

$O_{6 \times 3}$  - нулевая матрица;  $M_{6 \times 6}$  - транспортная матрица орбитального движения;  $N_{3 \times 3}$  - матрица поворота спина,  $D_{3 \times 6}$  - матрица спин-орбитальной связи, определяемая интегралом (8) и зависящая как от  $\vec{n}$  ,  $\vec{x}$  , так и от полей, действующих на частицу в накопителе.

Следуя стандартной процедуре, находим матрицу для каждого отдельного элемента. Далее перемножением матриц вычисляем полную матрицу всего кольца.

Девять собственных векторов этой матрицы обозначим как  $\vec{E}_k = \vec{u}_k + i \vec{v}_k$  . Их орбитальная часть  $\vec{e}_k$  удовлетворяет условию ортонормировки:

$$\vec{e}_k^* S \vec{e}_l = \begin{cases} i & \text{при } k=l \\ 0 & \text{при } k \neq l \end{cases} ,$$

где  $S$  - симплектическая матрица 6х6. Для нахождения собственных векторов на заданном азимуте накопителя достаточно умножить  $\vec{E}_k$  на транспортную матрицу соответствующего участка.

Известно, что после испускания частицей фотона ( $\Delta E$ ) возбуждаются



МНОГОМОДОВАЯ ТЕОРИЯ ОБРЫВА ПУЧКА В ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ

А.В.Буров

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Релятивистский электронный пучок в линейном ускорителе обычно представляет собой последовательность сгустков. При достаточно высоком токе, как известно, наблюдается обрыв пучка (разрушение пучка, укорочение пучка) /1,2,3/.

В теоретической литературе соответствующая задача рассматривалась в одномодовом приближении /2,4,5/, т.е. в пренебрежении воздействием на пучок всех мод структуры, кроме низшей. С уменьшением размера сгустка по сравнению с размером структурного резонатора такой подход становится все менее применимым из-за нарастающего вклада высших гармоник. Рассмотрим случай, когда этот вклад существенен.

Пусть пучок состоит из  $n$  сгустков по  $N$  частиц в каждом, ускоряется с темпом  $\gamma' = \frac{d\gamma}{dz}$  в структуре, состоящей из резонаторов размером  $A$ . Для оценки будем полагать длину каждого сгустка  $\sigma \leq A$ , поперечное отклонение  $x \approx A$ .

Амплитуда одной гармоники поля, наведенного в резонаторе одним сгустком:

$$E_1 \approx \frac{Ne}{A^2}, \quad (1)$$

$n$  сгустками со случайными отклонениями:

$$E_n \approx E_1 \sqrt{n}. \quad (2)$$

Передача импульса протону  $(n+1)$ -го сгустка в одном резонаторе со стороны этой гармоники:

$$\Delta p_1 \approx \frac{Ne^2}{A} \sqrt{n}. \quad (3)$$

Передача в  $M = \frac{L}{A}$  резонаторах ( $L$  - длина ускорителя):

$$\Delta p_M = \Delta p_1 \frac{L}{A}. \quad (4)$$

Число дипольных мод, действующих на сгусток,

$$n_m \approx \left(\frac{A}{\sigma}\right)^2. \quad (5)$$

Не связанные резонансными соотношениями фазы воздействия этих мод на сгусток будем считать случайными. Суммирование по модам учитывается доумножением на фактор  $\sqrt{n_m}$ . Полная передача импульса протону  $(n+1)$ -го сгустка:

$$\Delta p_\Sigma = \Delta p_M \sqrt{n_m}, \quad (6)$$

$$\theta = \frac{\Delta p_\Sigma}{p} = \frac{N}{\sigma} \frac{eL}{A\gamma} \sqrt{n}. \quad (7)$$

При  $\theta > \theta_{max}$  сгусток попадает на стенку.

При отсутствии поперечной фокусировки

$$\theta_{max} \approx \frac{A}{L}. \quad (8)$$

В противном случае

$$\theta_{max} = \alpha A, \quad (9)$$

где  $\alpha = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $\lambda$  - период поперечного колебания.

Учтем ускорение частиц. Для этого достаточно совершить замену в (7):

$$\frac{L}{\sigma} \rightarrow \frac{\ln\left(\frac{\gamma_0}{\gamma_i}\right)}{\gamma'},$$



$\gamma_i, \gamma_f$  - начальный и конечный релятивистский фактор частиц. В итоге для параметра выживания  $\mathcal{X} = \frac{\theta}{\theta_{max}}$  получаем: при наличии фокусировки

$$\mathcal{X} = \frac{N \gamma_0 \ln\left(\frac{\gamma_f}{\gamma_i}\right) \sqrt{n}}{\alpha A^3 \gamma'} \quad (10)$$

в противном случае

$$\mathcal{X} = \frac{N \gamma_0 L \ln\left(\frac{\gamma_f}{\gamma_i}\right)}{A^3 \gamma'} \quad (11)$$

В соответствии с одномодовой теорией /4,5/ предельно достижимая длина пучка на выходе ускорителя должна падать обратно пропорционально току:

$$n_{max} \sim \frac{1}{N}.$$

Пользуясь формулой (10) или (11), полагая  $\mathcal{X}_{max} \approx 1$ , получаем иную зависимость:

$$n_{max} \sim \frac{1}{N^2}.$$

Считая, что в эксперименте /3/

$$n_{max} \sim \frac{1}{N^\alpha},$$

находим по приводимому там графику

$$\alpha = 2 \pm 0,1.$$

Параметр выживания, отвечающий этим наблюдениям,  $\mathcal{X}_{max} \approx 1$ . Полученные формулы находятся в соответствии с иными наблюдавшимися зависимостями.

Автор благодарен Н.С.Диканскому, В.В.Пархомчуку, Д.В.Пестрикову за интерес к задаче и обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зыков А.И. и др. Исследование эффекта укорочения токового импульса на многосекционных линейных ускорителях. - ЖТФ, 1968, т.38, вып.1, с.129-132.
2. Helm R.H., Loew G.A., Beam Breakup. - In: Linear Accelerators. North Holland, Amsterdam, 1970, p.198-210.
3. Вишняков В.А. и др. Укорочение токового импульса на двухсекционном линейном ускорителе. - ЖТФ, 1968, т.38, вып.1, с.133-138.
4. Айзацкий Н.И., Буляк Е.В., Курилко В.И. Методы теории поперечной неустойчивости релятивистских пучков электронов. - Вопр. ат.науки и техники. Сер.: Техника физ.эксперимента. 1983, № 2 /14/.
5. Gluckstern et al. Cumulative Beam Breakup in RF Linacs. - Part. Acc., 1985, Vol.16, No.3, p.125.