

ТРУДЫ
ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ
ПО УСКОРИТЕЛЯМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

(Москва, 9—16 октября 1968 года).

Том II



МОСКВА 1970 г.

137. ВЫСОКОЧАСТОТНОЕ ПИТАНИЕ НАКОПИТЕЛЯ ВЭПП-2

Э.И. Горникер, М.М. Карлинер, В.М. Петров, В.В. Петухов, И.А. Шехтман
(Институт ядерной физики СО АН СССР)

Ускоряющая система накопителя ВЭПП-2 работает на двух частотах - первой (25,2 МГц) и третьей (75,6 МГц) гармониках частоты обращения [1]. Первая гармоника используется в режиме накопителя, обеспечивая получение одного сгустка. Третья гармоника позволяет за счет высокого напряжения и кратности уменьшить длину сгустков для более эффективной регистрации событий.

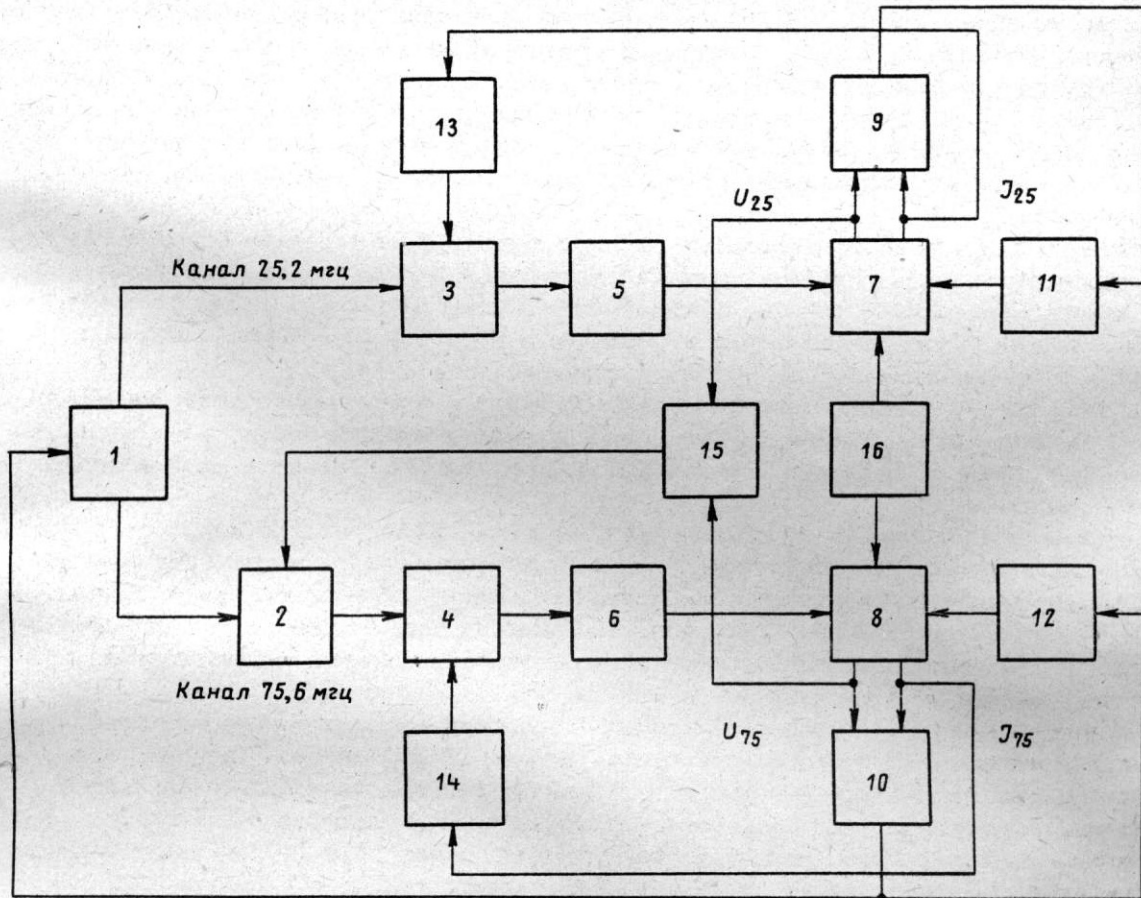


Рис. 1. Функциональная схема ВЧ.питания накопителя ВЭПП-2:

- 1 - задающий генератор; 2 - управляемый фазовращатель;
- 3 - модулятор канала 25,2 МГц; 4 - модулятор канала 75,6 МГц;
- 5 - усилитель мощности 25,2 МГц; 6 - усилитель мощности 75,6 МГц;
- 7 - резонатор 25,2 МГц; 8 - резонатор 75,6 МГц;
- 9 - фазометр автоподстройки резонатора 25,2 МГц; 10 - фазометр автоподстройки резонатора 75,6 МГц;
- 11 - сервопривод резонатора 25,2 МГц; 12 - сервопривод резонатора 75,6 МГц;
- 13 и 14 - схемы автоматической регулировки; 15 - фазометр;
- 16 - высоковольтный источник

Описываемая система обеспечивает питание ускоряющего резонатора на двух указанных выше частотах. Кроме того, в состав системы входят устройства, выполняющие функции управления и стабилизации.

Функциональная схема высокочастотной системы накопителя ВЭПП-2 приведена на рис. 1. Задающий генератор 1 через модуляторы 3,4 и управляемый фазовращатель 2 возбуждает усилители мощности 5 и 6 первой и третьей гармоник. Нестабильность частоты задающего генератора не превышает $\pm 0,5 \cdot 10^{-4}$, и он может быть перестроен в пределах $\pm 1\%$ от средней частоты.

В качестве усилителя мощности 25,2 МГц использован коротковолновой передатчик KB.15/25M "Урал" с выходной мощностью 20 квт. Такая мощность позволяет развить в ускоряющем резонаторе напряжение с амплитудой до 50 кв на зазоре, что соответствует эффективному ускоряющему напряжению около 12,5 кв [1].

Усилитель мощности 75,6 МГц был сконструирован и изготовлен в ИЯФ. Он представляет собой трехкаскадный резонансный усилитель с двухтактным выходным каскадом на двух тетрадах типа ГУ-53А по схеме с заземленными сетками. Каскады предварительного усиления выполнены также двухтактными на менее мощных лампах по конструктивной схеме, близкой к схеме выходного каскада.

Конструкция выходного каскада схематически изображена на рис. 2 а и б. Анодный контур представляет собой короткозамкнутый отрезок двухпроводной линии длиной менее четверти длины волны, укороченный за счет межэлектродных емкостей тетродов. Изменение резонансной частоты контура осуществляется путем приближения или удаления пластин 1 к резонансному контуру. При этом изменяется, в основном, индуктивность контура. Перемещение пластин позволяет изменять резонансную частоту контура в пределах $\pm 3,5\%$ от ее среднего значения. Достоинством такого устройства перестройки является отсутствие контактов, которые становятся ненадежными при больших мощностях.

Пластина 4, соединяющая экранные сетки тетродов, одновременно образует блокировочную емкость в цепи экранных сеток. Нагрузка присоединяется к анодному контуру с помощью емкостных связей, обеспечиваемых пластинами 12. Сложение мощностей в одном фидере производится затем с помощью полуволнового отрезка коаксиальной линии 18. Весь анодный контур заключен в медный кожух 14.

Входной контур каждого тетрода образован входной емкостью тетрода, индуктивностью ввода и конденсатором 9, на который подается входное напряжение через коаксиальную линию 6. Дроссели 7 развязывают цепи питания накала и цепи катода по высокой частоте.

Максимальная выходная мощность этого каскада составляет 150 квт. Такая мощность была получена при испытаниях усилителя в импульсном режиме (при скважности 20). Длительные испытания в непрерывном режиме проводились при выходной мощности 40 квт. Испытания при максимальной мощности были отложены до получения запасного комплекта ламп. Мощность 40 квт позволяет развить на ускоряющем резонаторе напряжение с амплитудой до 300 кв.

Ускоряющая система накопителя условно представлена на рис. 1 в виде двух отдельных резонаторов 7 и 8 с собственными частотами 25,2 МГц и 75,6 МГц, подключенных (с помощью фидеров) к выходам усилителей мощности. Каждый резонатор имеет индикаторные выходы напряжения на резонаторе и тока фидера. Токи фидеров стабилизированы схемами автоматического регулирования 13 и 14, воздействующими на выходные мощности усилителей 5 и 6 через модуляторы 3 и 4 каналов 25,2 МГц и 75,6 МГц.

В канал 75,6 МГц для фазировки первой и третьей гармоник включен управляемый электронный фазовращатель 2. Разность фаз напряжений 25,2 и 75,6 МГц измеряется фазометром 15. Сигнал ошибки с выхода фазометра 15 подается на управляемый фазовращатель и изменяет фазу напряжения третьей гармоники.

Резонаторы первой и третьей гармоник снабжены устройствами для автоматической подстройки собственных частот. В каждое из этих устройств входит фазометр (9 и 10 на рис. 1), измеряющий разность фаз напряжения на ускоряющем зазоре резонатора и тока фидера резонатора. Сигналы ошибки с выходов фазометров 9 и 10 подаются на сервоприводы 11 и 12, которые перестраивают собственные частоты резонаторов 7 и 8. Вводя в цепь сигнала ошибки положительное или отрицательное постоянное напряжение, можно поддерживать заданную расстройку резонатора относительно частоты обращения частиц.

Во время испытаний резонансной системы было обнаружено самовозбуждение электромеханических колебаний [2] в резонаторе 75,6 МГц при напряжении выше порогового значения 70 кв. Для подавления этих колебаний предусмотрена цепь фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) задающего генератора. ФАПЧ осуществляется подачей переменной составляющей выходного напряжения фазометра 10 автоподстройки резонатора 75,6 МГц на управляемый реактивный элемент колебательного контура задающего генератора 1. Переменная составляющая выходного напряжения фазометра, таким обра-

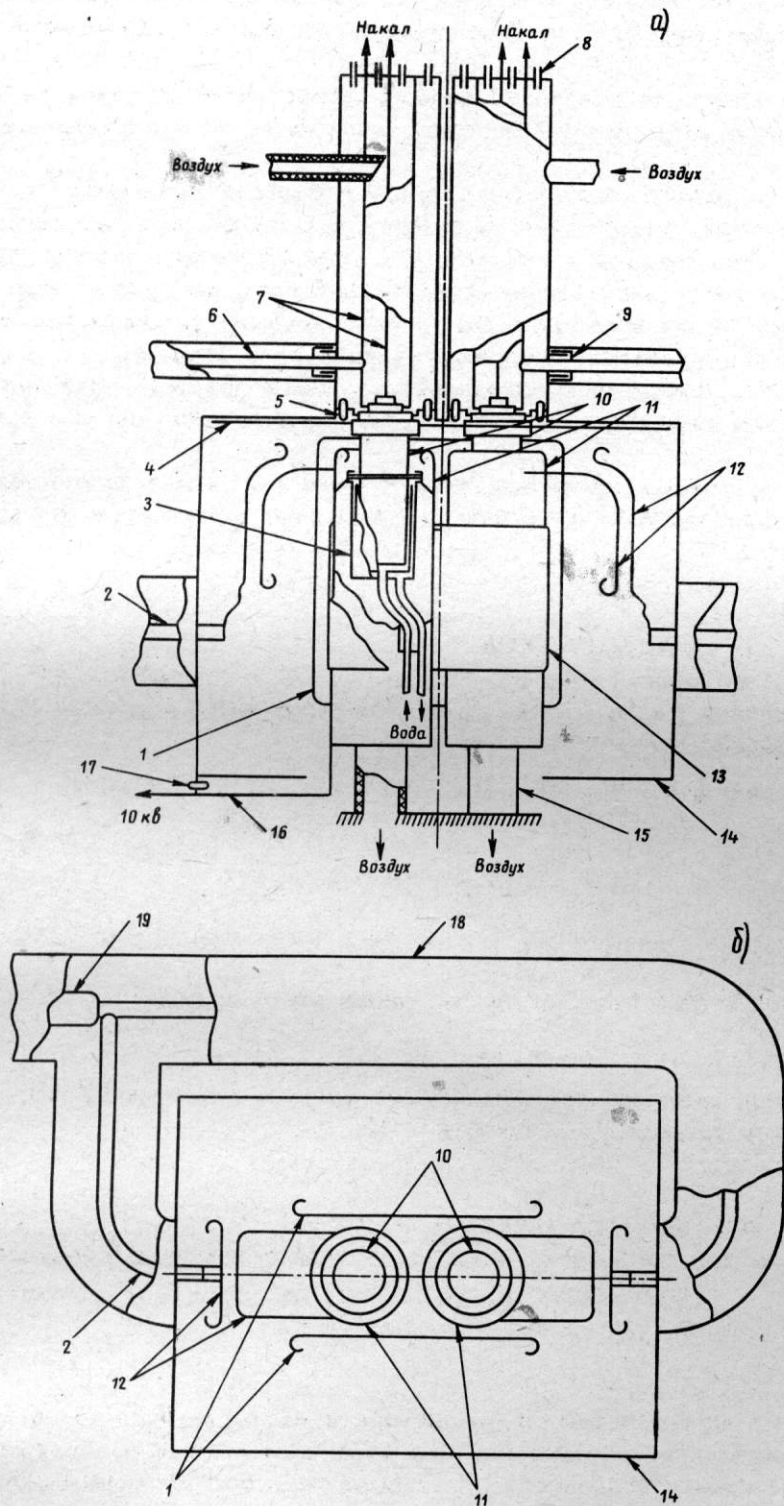


Рис. 2, а и б. Конструкция выходного каскада усилителя мощности 75,6 Мгц:
 1 - пластина перестройки; 2 - выходная линия связи; 3 - бачок системы водяного охлаждения анода; 4 - пластина экранных сеток; 5 - блокировочный конденсатор цепи первой сетки; 6 - входная линия связи; 7 - дроссели катода и накала; 8 - блокировочные конденсаторы; 9 - конденсатор входного контура; 10 - лампы ГУ-53А; 11 - двухпроводная линия анодного контура; 12 - пластина связи; 13 - закорачивающая перемычка; 14 - кожух; 15 - изолятор; 16 - анодный дроссель; 17 - блокировочный конденсатор; 18 - полуволновая согласующая линия; 19 - фидерный тракт связи с резонаторной системой

зом, воздействует на частоту задающего генератора. Вносимое петлей ФАПЧ затухание электромеханических колебаний не только подавляет их самовозбуждение, но и демпфирует колебания стенок резонансной системы, вызванные внешними механическими толчками. Это уменьшает паразитную амплитудную модуляцию напряжения на резонаторе.

Для предотвращения резонансного разряда в зазорах ускоряющей системы на ее элементы подается постоянное напряжение величиной около 5 кв от высоковольтного источника 16.

При накоплении частиц на первой гармонике резонатор третьей гармоники расстраивается (при выключенном напряжении 75,6 Мгц) так, чтобы его собственная частота была значительно ниже третьей гармоники частоты обращения частиц. Величина расстройки выбирается такой, что напряжение третьей гармоники, наведенное на резонансной системе накопленными частицами, значительно меньше ускоряющего напряжения первой гармоники. Этим обеспечивается получение одного сгустка.

По окончании накопления включается сфазированное нужным образом напряжение 75,6 Мгц и резонатор третьей гармоники подстраивается до получения на нем рабочего напряжения.

Операции расстройки резонатора, настройки резонатора и включения напряжения 75,6 Мгц выполняются автоматически с помощью программного устройства, не показанного на рис. 1.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вещерович В.Г., Карлинер М.М., Петров В.М., Седяров И.К., Шехтман И.А., См. наст. сборник, стр. том 2, стр.143
2. Карлинер М.М., Шапиро В.Е., Шехтман И.А. ЖТФ 36, 11, 2017 (1966).

ДИСКУССИЯ

Сульгин И.И.

Каково усиление тракта 75 Мгц и, в частности, оконечного каскада?

Петров В.М.

Тракт имеет три каскада, раскочка которых осуществляется лампами ГУ-50; коэффициент усиления оконечного каскада по мощности - 10.

Бемяк А.И.

1. Какова частота механических колебаний резонатора?
2. Поясните подробнее метод подавления этих колебаний с помощью обратной связи.

Петров В.М.

1. 70 гц.
2. Измерение расстройки между частотой резонатора и частотой питающего тока вызывает изменение напряжения на резонаторе. При этом изменяются и пондеромоторные силы, действующие на стенки резонатора. Запаздывающая составляющая силы может компенсировать механические потери при передвижении стенок и вызывать раскочку механических колебаний. Для того, чтобы не было электромеханических колебаний, введена цепь обратной связи, подавляющая быстрые изменения расстройки.

138. УСКОРЯЮЩИЙ РЕЗОНАТОР НАКОПИТЕЛЯ ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПУЧКОВ ВЭПП-2 *

В.Г. Вещеревич, М.М. Карлинер, В.М. Петров, И.К. Седяров, И.А. Шехтман
(Институт ядерной физики СО АН СССР)

Требования, предъявляемые к описываемой ускоряющей системе, определяются особенностями накопителя ВЭПП-2. Последний имеет один экспериментальный промежуток сравнительно малой длины. В связи с этим для эффективной регистрации событий сгустки частиц также должны иметь возможно меньшую длину, порядка 15–20 см. Уменьшения длины можно достичь, увеличивая амплитуду ускоряющего напряжения и кратность высокой частоты. Поэтому для работы была выбрана третья гармоника. При этом, однако, возможно образование трех сгустков электронов и позитронов во время накопления. Для получения одного сгустка накопление необходимо производить на первой гармонике с последующим переходом на третью. Таким образом, ускоряющая система должна обеспечивать работу как на первой, так и на третьей гармониках. Кроме того, для обеспечения устойчивости пучков по отношению к самопроизвольной раскатке фазовых и бетатронных колебаний довольно жесткие требования предъявляются к расположению собственных частот высших резонансных мод ускоряющей системы [1,2].

Ограниченная длина промежутка, отведенного для ускоряющего резонатора, привела к созданию системы, имеющей две рабочие собственные частоты, соответствующие первой (25,2 МГц) и третьей (75,6 МГц) гармоникам частоты обращения частиц. Схематический чертеж резонатора представлен на рис. 1.

Внутри корпуса резонатора 4 размещена труба с дисками 2 на концах ("катушка"). Она образует внутренний проводник коаксиальной линии с емкостями дисков на концах. Собственная частота соответствующей резонансной моды равна примерно 75,6 МГц, т.е. совпадает с третьей гармоникой. Эта мода является противофазной; электрическое поле в зазорах направлено одинаково относительно движения частиц. "Катушка" 2 подвешена на штанге 3, помещенной в узле напряжения противофазной моды и поэтому не влияющей на распределение полей.

Кроме противофазной моды резонатор имеет еще синфазную моду с резонансной частотой около 25,2 МГц. Для этой моды емкость образуется параллельным соединением емкостей дисков, а индуктивностью служит короткозамкнутый отрезок коаксиальной линии, образуемой штангой и трубой 6. Короткое замыкание осуществлено через разделительную емкость 8, что позволяет подать на "катушку" постоянное напряжение около 5 кВ для предотвращения резонансного разряда в рабочих зазорах. Штанга выведена из вакуумного объема через керамический изолятор 5. Корпус резонатора 4 размещен в наружной вакуумной оболочке.

Для синфазной моды "катушка" работает как дрейфовая трубка. Эффективное ускоряющее напряжение на первой гармонике составляет примерно 25% от напряжения на каждом из зазоров.

Перестройка резонансных частот осуществляется двумя устройствами. Одно из них изменяет одновременно оба емкостных зазора за счет упругой деформации стенок корпуса 4 резонатора. При этом изменяются обе резонансные частоты. Независимая перестройка синфазной моды (25,2 МГц) производится путем поворота вокруг вертикальной оси пяти короткозамкнутых рамок 7, находящихся в индуктивной части резонатора.

Противофазная мода возбуждается с помощью петли 1, размещенной в плоскости симметрии резонатора. Петля введена через керамический изолятор. Для возбуждения синфазной моды фидер, идущий от генератора 25,2 МГц, присоединен через емкость 10 к разделительной емкости 8. Емкостное сопротивление последней составляет $\frac{1}{50}$ полного емкостного сопротивления синфазной моды. Это соотношение выбрано с целью согласования резонатора с 60-омным фидером.

Списанная система возбуждения обеспечивает хорошую развязку возбуждающих устройств между собой.

Основные параметры резонатора приведены в нижеследующей таблице.

Высшие резонансные моды данного резонатора могут быть разбиты на два типа в зависимости от структуры электромагнитных полей в области взаимодействия с пучками. Симметричные моды имеют максимум продольной составляющей электрического по-

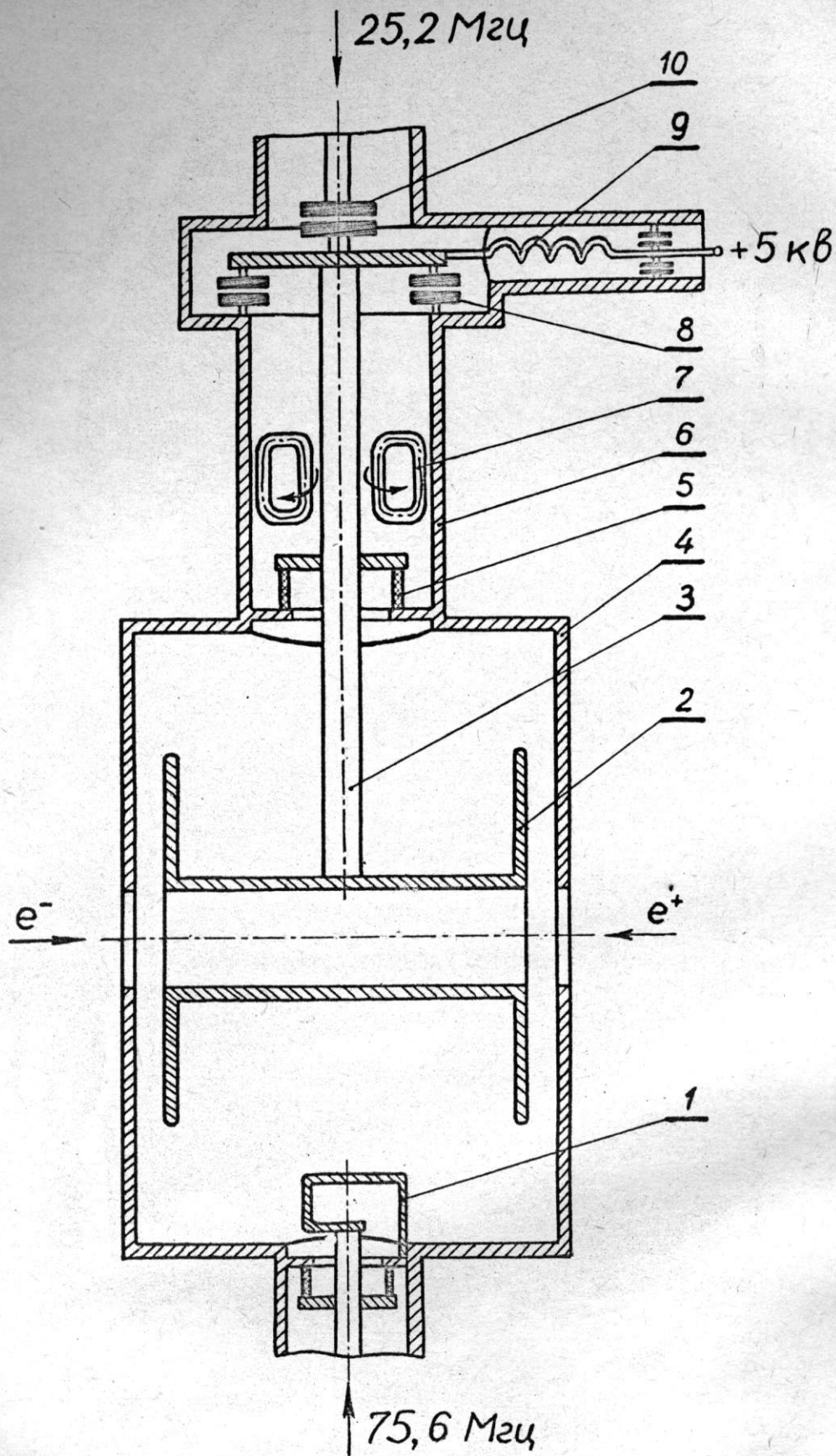


Рис. 1. Схематический чертеж резонатора: 1 - петля возбуждения третьей гармоники; 2 - труба с дисками ("катушка"); 3 - штанга; 4 - корпус резонатора; 5 - керамический изолятор; 6 - наружная трубка шунтирующей индуктивности; 7 - рамки настройки первой гармоники; 8 - разделительная емкость; 9 - дроссель; 10 - разделительная емкость

ля на оси симметрии. В связи с этим они могут возбуждаться короткими сгустками частиц, если их частота близка к резонансной. Как показано в [1], симметричная мода может вызвать фазовую неустойчивость пучков, если ее собственная частота близка к величине $n\omega_s + \Omega_0$, где ω_s - частота обращения частиц, Ω_0 - частота синхротронных колебаний, n - целое число. Эта величина мало отличается от $n\omega_s$, т.е. от гармоника частоты обращения. Так как частота обращения может меняться в некоторых пределах, то следует стремиться к тому, чтобы ни одна из симметричных мод не имела собственную частоту, близкую к $n\omega_s$.

Параметры резонатора

Параметр	Противофазная мода	Синфазная мода
Эффективное ускоряющее напряжение (амплитуда), кв	300	12
Собственная добротность	12000	2000
Шунтовое сопротивление (отнесенное к ускоряющему зазору с эффективным напряжением), ком	1000	7,5

Из несимметричных мод опасность в смысле устойчивости представляют антисимметричные моды, которые имеют один период изменения поля по азимуту. Такие моды имеют максимум магнитного поля на оси, и поэтому могут взаимодействовать с поперечными (бетатронными) колебаниями. В [2] найдено, что антисимметричная мода может привести к бетатронной неустойчивости, если ее собственная частота близка к величине $n\omega_s - \omega_D$, где ω_D - частота бетатронных колебаний.

Известно, что полый резонатор имеет бесконечное множество резонансных мод. Очевидно, опасность могут представлять лишь те моды, собственная длина волны которых не меньше длины сгустков. Это условие ограничивает спектр опасных мод, и таким образом делает возможной борьбу с ними. Исследование высших мод производилось расчетными и экспериментальными методами. Для экспериментального исследования была изготовлена модель резонатора в масштабе 1:1. Эта модель исследовалась в диапазоне частот до 1700 Мгц. При этом проводились измерения собственных частот резонансных мод и их характеристических сопротивлений, отнесенных к ускоряющим зазорам. Кроме того, исследовалась структура поля в резонаторе. Для возбуждения и индикации использовались электрические и магнитные зонды, помещаемые в ускоряющие зазоры на оси резонатора. Это позволяло исследовать отдельно спектры симметричных и антисимметричных мод. Исследования спектров производились с помощью широкодиапазонных свип-генераторов.

Для измерения характеристических сопротивлений в зазор вводилась ампула с водой ($\epsilon = 81$) и измерялся сдвиг резонансной частоты. Добротности резонансных мод измерялись на готовом резонаторе. Сопротивление связи данной моды затем может быть определено по формуле

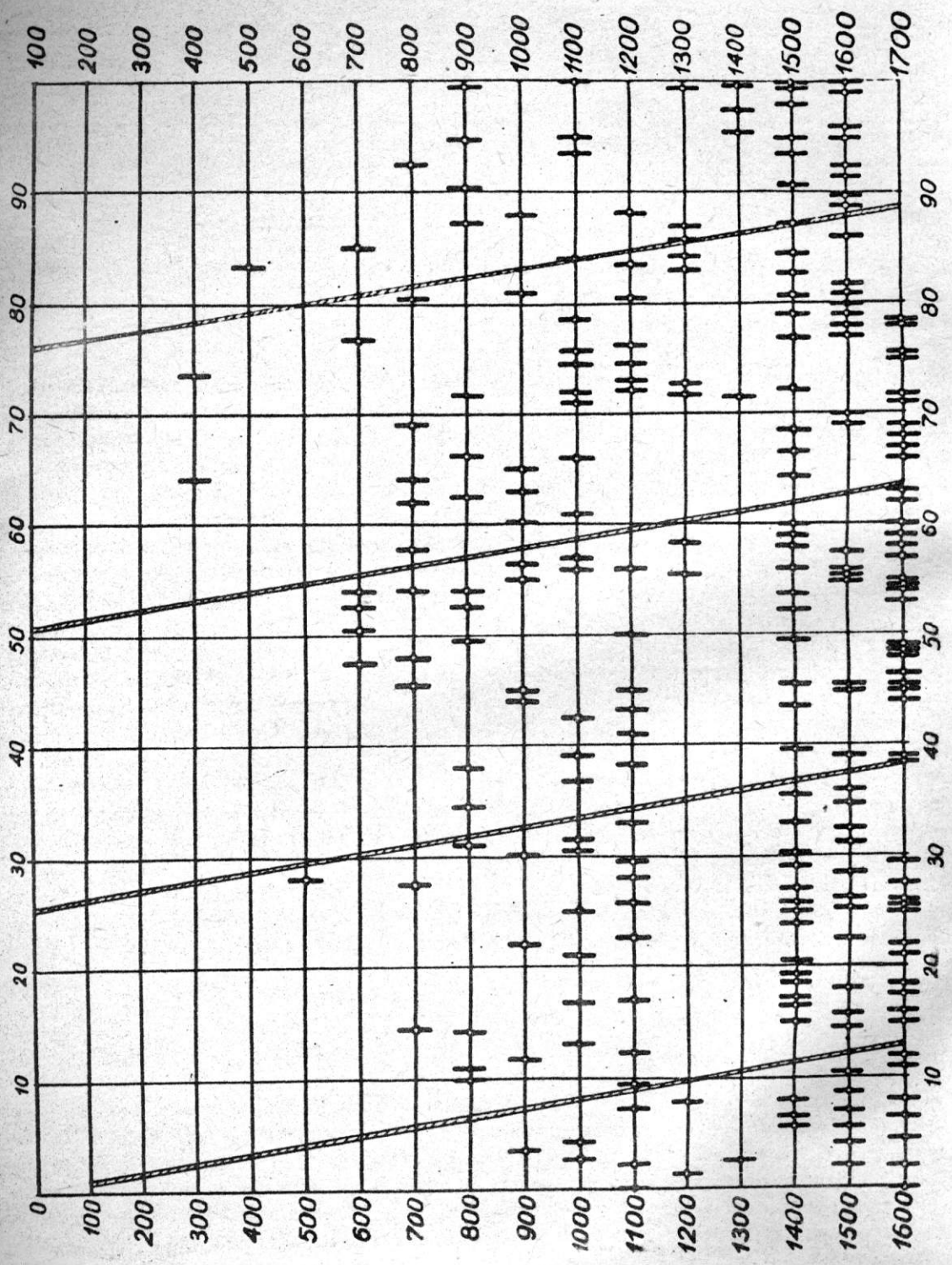
$$R_{св} = \rho Q,$$

где ρ - характеристическое сопротивление, Q - добротность.

На рис. 2 и рис. 3 приведены сводные диаграммы всех измеренных высших резонансных мод. Каждая диаграмма представляет собой одну длинную ось частот (в Мгц), разделенную на отрезки по 100 Мгц, которые размещены один под другим. Косые заштрихованные полосы в местах пересечения с отрезками частотной оси дают опасные зоны по синхротронном (рис. 2) и бетатронным (рис. 3), радиальным и вертикальным, колебаниям, куда не должны попадать паразитные резонансы.

Исследование высших резонансных мод позволило скорректировать размеры резонатора, определяющие основные собственные частоты. Испытание резонатора в работе с пучком показало, что имеется рабочая область частот обращения, в которой не проявляются когерентные неустойчивости.

Рис. 2. Диаграмма симметричных ре-зонансных мод



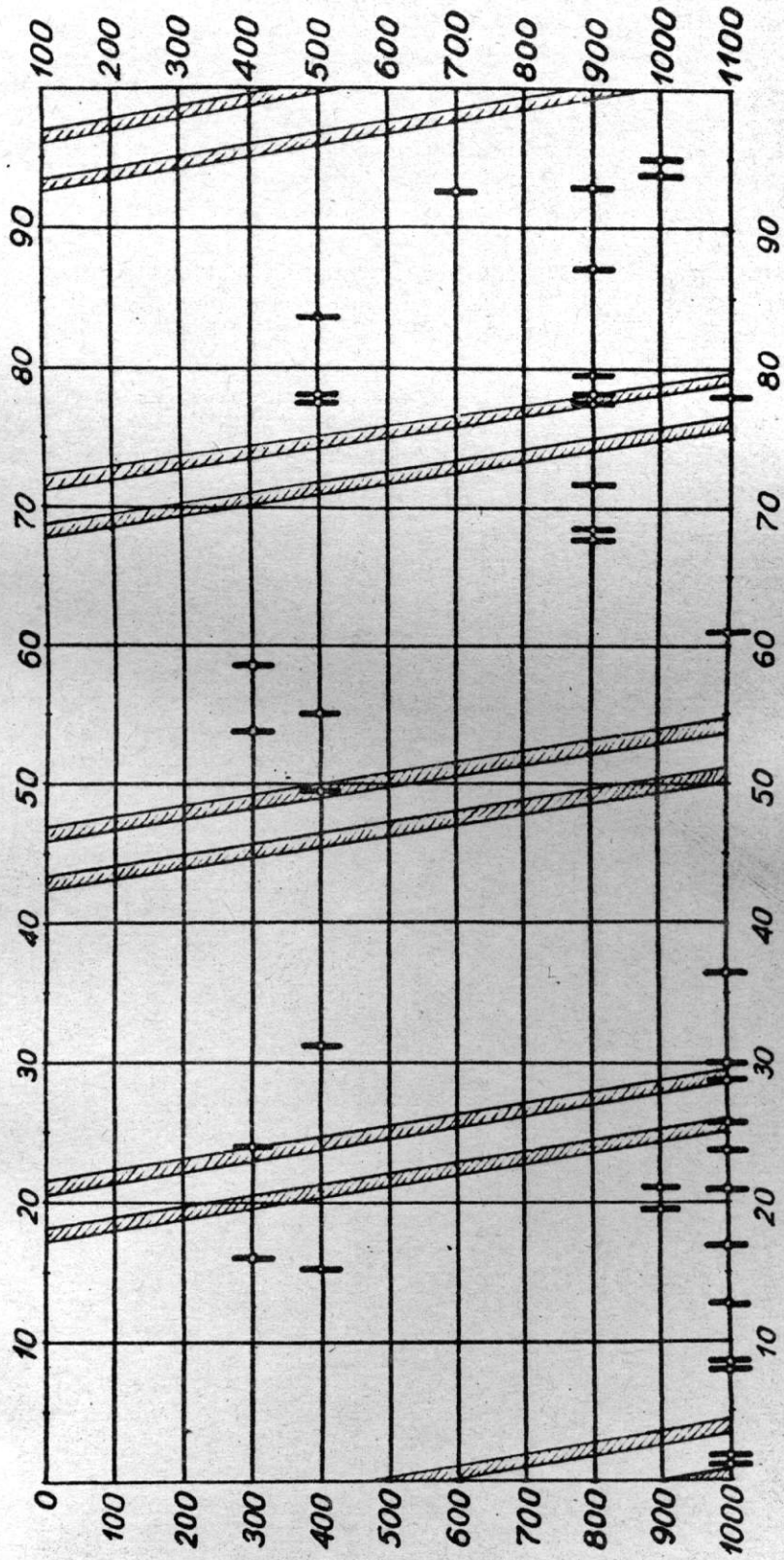


Рис. 3. Диаграмма антисимметричных резонансных мод

ЛИТЕРАТУРА

1. Ауслендер В.Л., Карлинер М.М., Наумов А.А., Попов С.Г., Скринский А.Н., Шехтман И.А. Атомная энергия, 20, 210 (1966).
2. Диканский Н.С., Карлинер М.М., Скринский А.Н., Шапиро В.Е., Шехтман И.А. Атомная энергия, 22, 188 (1967).

164. ПОПЕРЕЧНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПРОТОННОГО ПУЧКА
ИЗ-ЗА КОГЕРЕНТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ПЛАЗМОЙ
В КОЛЬЦЕВОМ УСКОРИТЕЛЕ

Г.И. Димов, В.Г. Дудников, В.Г. Шамовский (Институт ядерной физики СО
АН СССР)

При накоплении протонов на кольцевой дорожке с аксиально-симметричным магнитным полем в резонансном режиме были обнаружены когерентные радиальные бетатронные колебания пучка [1]. Для выяснения природы этой неустойчивости были поставлены дополнительные эксперименты. Установлено, что пороговый ток снижается при увеличении остаточного давления в камере и зависит от рода газа. Время от конца накопления до начала раскачки когерентных колебаний уменьшается с увеличением тока и давления остаточного газа на дорожке. Поперечное электрическое поле, вытягивающее с дорожки электроны и ионы, препятствует развитию неустойчивости. Особенно сильное воздействие такое поле оказывает в районе перезарядной струи, где плотность газа максимальна.

Из экспериментов следует, что возникновение обсуждаемой неустойчивости обусловлено взаимодействием пучка циркулирующих протонов с заряженными частицами, образующимися при ионизации остаточного газа на дорожке. Время установления равновесной плотности положительных ионов порядка времени пролета иона до стенки камеры и в наших условиях в несколько раз превышает период обращения. Время ухода электронов без удерживающего поля много меньше периода обращения, поэтому между прохождениями сгустка протонов плотность электронов не может превысить концентрации медленных ионов. Имеет место постепенное охлаждение электронов за счет преимущественного ухода более быстрой компоненты. В результате плотность электронов может стать очень близкой к плотности ионов. Оценки показывают, что в районе перезарядной струи даже после ее выключения плотность вторичных заряженных частиц может быть близкой к плотности протонов пучка.

Наличие вторичных положительных ионов и электронов не может быть непосредственной причиной наблюдаемой когерентной неустойчивости. Время накопления ионов и электронов ~ 1 мксек, а колебания отсутствуют на переднем фронте протонного тока на дорожке в период инжекции (равный 800 мксек) и возникают через 10^3 мксек после накопления на спаде тока, хотя время раскачки $\sim 10^2$ мксек (см. рис. 1). "Следовая" неустойчивость на положительных ионах, рассмотренная Гервардом [2] сильно ослабляется из-за компенсации поля ионов электронами (даже без электронов время развития этой неустойчивости достаточно велико $\sim 10^3$ мксек).

При диссоциации молекул электронами в электронно-ионном шнуре образуются отрицательные ионы водорода и кислорода. Основным конкурирующим процессом является разрушение отрицательных ионов при столкновении с молекулами. Равновесная плотность отрицательных ионов

$$n_{-1} \sim n_e \frac{n_0}{n_d} \frac{\sigma_{-1}}{\sigma_d} \sqrt{\frac{M_{-1}}{m}},$$

где n_0, n_d - плотности образующих и разрушающих молекул; n_e, m - плотность и масса электронов; $\sigma_{-1}, \sigma_d, M_{-1}$ - сечение образования, сечение разрушения и масса отрицательных ионов. Время установления равновесия

$$\tau_{-1} \sim \frac{1}{n_d \sigma_d V_{-1}},$$

где V_{-1} - скорость отрицательных ионов. Плотность отрицательных ионов кислорода при потенциале пучка ~ 10 в может достигать $\sim 0,1 n_e$. Время накопления при давлении воздуха $\sim 10^{-5}$ торр составляет $\sim 10^{-3}$ мксек.

Не исключено, что причиной неустойчивости является взаимодействие протонного пучка со шнуром из отрицательных ионов, а задержка в ее развитии связана с их накоплением. Однако расчетный порог неустойчивости в приближении двух взаимодействующих пучков, однородных по азимуту [3], на порядок выше наблюдаемого экспериментально (10^7 протонов/см³). Возможно, что указанное расхождение возникло

из-за пренебрежения продольной группировкой пучка протонов и влиянием шнура из положительных ионов и электронов. В вертикальном направлении доминирует взаимодействие протонного пучка с электронным шнуром [4]. В сгруппированном протонном пучке частота поперечных колебаний электронов имеет большой разброс. Вследствие этого время раскачки вертикальных колебаний велико [3], значительно больше времени жизни электронов на дорожке. Вероятно, по этой причине вертикальных когерентных колебаний не наблюдалось.

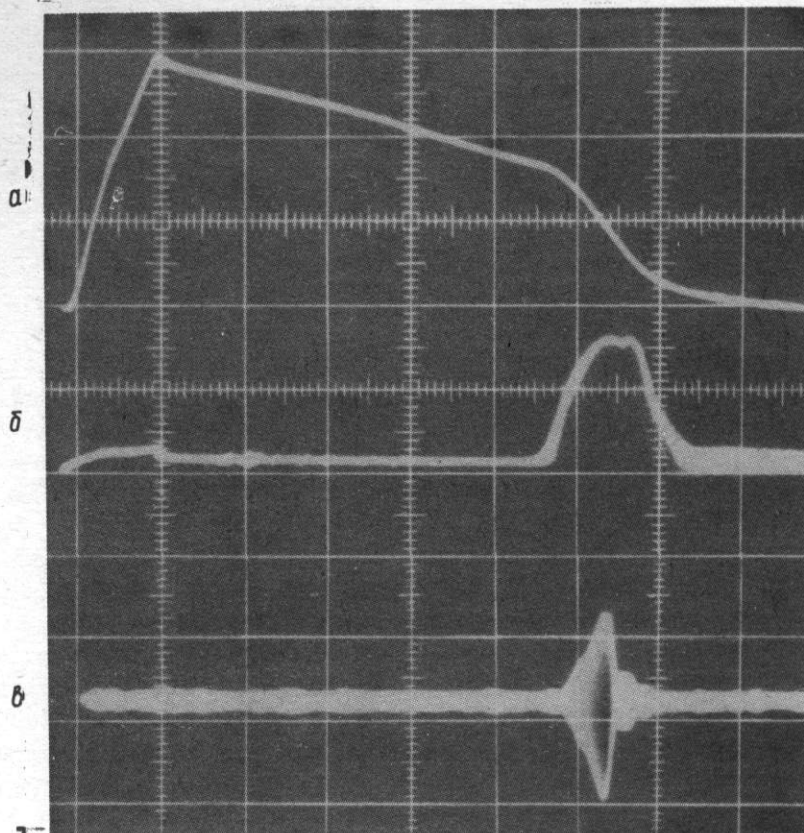


Рис. 1. Осциллограммы тока на дорожке (а) тока на внутренней стенке (б) и в.ч. сигнала с индукционного электрода радиального положения (в). По горизонтали 500 мксек на деление

При накоплении протонов на кольцевой дорожке с переменным градиентом магнитного поля в бетатронном режиме до критической энергии, когда протонный пучок однороден по азимуту, наблюдалась сильная когерентная раскачка вертикальных колебаний (см. рис. 2). При малой интенсивности протонный пучок полностью компенсирован вторичными электронами. При плотности $3 \cdot 10^6$ протонов /см³ возбуждаются вертикальные колебания (первый пик на осциллограмме 2в), которые приводят к выбросу части электронов (до 70%) за время ~ 1 мксек. При дальнейшем накоплении протонов вертикальные колебания снова усиливаются, далее немного затухают, усиливаются, затухают еще слабее и, наконец, возрастают до сброса значительной части протонного пучка по вертикали. Наблюдаемая частота вертикальных колебаний растет в процессе их развития и в конце соответствует изгибанию пучка преимущественно с 5-ой и 6-ой модами. Перед выбросом протонов их плотность $\sim 10^7$ 1/см³, а концентрация электронов снижается до $5 \pm 10\%$. Порог вертикальной неустойчивости и время ее развития уменьшается при увеличении плотности газа по дорожке.

Описанные закономерности в развитии вертикальной неустойчивости достаточно хорошо объясняются взаимодействием протонного пучка с электронным шнуром. Взаимодействие двух пучков было теоретически исследовано в [3]. Если учет влияния положительных ионов на развитие неустойчивости ограничить только их воздействием на

колебания электронов, то дисперсионное уравнение процесса поперечного взаимодействия для цилиндрических пучков будет иметь вид:

$$\frac{n_e}{(1-f)^2 - \nu^2} + \frac{n}{\frac{m}{M} f^2 - \frac{n+1}{n_*}} = n_* = \frac{M\omega_0^2}{2\pi e^2},$$

где l — отношение длины орбиты к длине волны колебаний; f и ν — частота волны и бетатронных колебаний в обратных оборотах; n и n_{+1} — плотность циркулирующих протонов и медленных положительных ионов; M — масса протона;

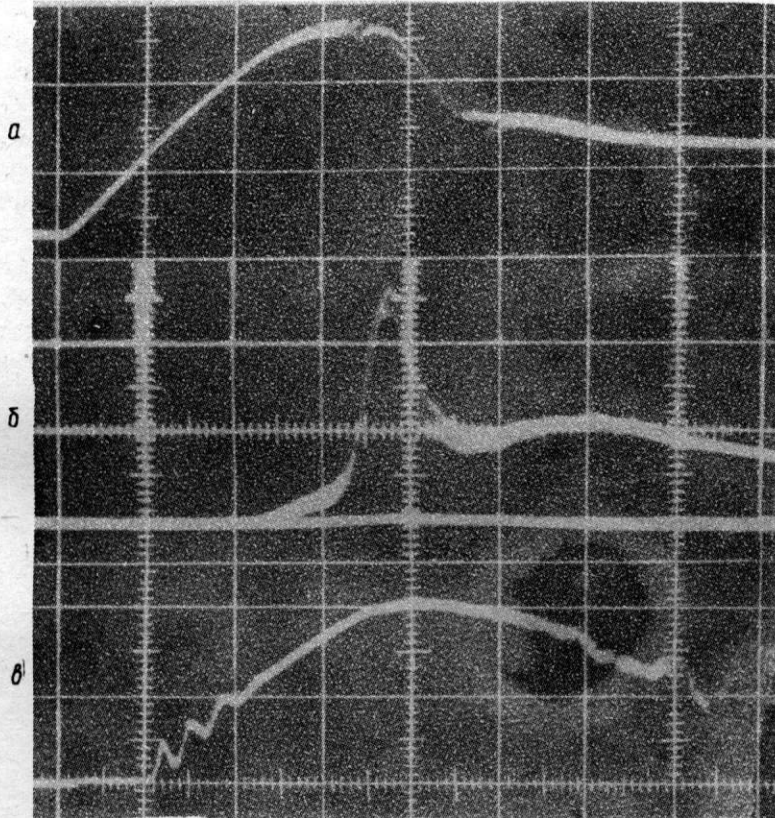


Рис. 2. Осциллограммы тока на дорожке (а), тока на пробник над пучком (б) и детектированного разностного сигнала индукционных электродов вертикального положения (в). По горизонтали 20 мксек на деление

ω_0 — частота обращения. Из решения этого уравнения следует, что имеется ряд полос неустойчивости по отношению к изгибаниям пучка. Первые полосы неустойчивости при $n_{+1} \ll n$ лежат в границах

$$\frac{n}{n_*} \approx \frac{m}{M} \left(\frac{1-\nu}{1 + \frac{n_{+1}}{2n}} \right)^2 \left(1 + 2 \sqrt{\frac{m}{M} \frac{1-\nu}{\nu} \frac{n_e}{n}} \right).$$

Первые полосы неустойчивости, соответствующие низшим модам, имеют достаточно малую ширину; с увеличением номера моды полосы неустойчивости расширяются и при $\left| \frac{\nu}{4} \frac{M}{m} \frac{n}{n_e} \right|^{1/3}$ перекрываются. Началу перекрытия соответствует плотность

протонов

$$n \approx \frac{n_*}{2} \left(\frac{\nu}{2} \frac{m}{M} \frac{n^2}{n_e^2} \right)^{1/3}.$$

Инкремент в центре полос неустойчивости (в обратных оборотах)

$$\gamma \approx \pi(1 - \nu) \sqrt{\frac{m}{M} \frac{1 - \nu}{\nu} \frac{n_e}{n}}$$

Развитию неустойчивости противодействует достаточно быстрое обновление вторичных частиц, эквивалентное трению. Для развития неустойчивости необходимо преобладание инкремента раскачки колебаний над декрементом их затухания. Вертикальные колебания, наблюдаемые в начале накопления, по плотности протонов соответствуют полосе неустойчивости с модой $l = 3$. Время раскачки в центре этой полосы неустойчивости при полной компенсации $\gamma^{-1} \approx 5$ оборотов. Время жизни электронов меньше времени компенсации, равного 40 оборотам. Время ухода ионов ~ 5 оборотов. Вполне возможно, что при прохождении 1 и 2 полос неустойчивость не развивается из-за недостаточной величины инкремента и малой ширины полос. Наблюдаемая зависимость порога и времени развития неустойчивости от плотности остаточного газа качественно не противоречит приведенным выше формулам.

При накоплении протонов в бетатронном режиме на дорожке с аксиально-симметричным магнитным полем, наблюдались вертикальные колебания только при плотности протонов $\sim 10^6$ 1/см³, которые приводили к выбросу части компенсирующих электронов и быстро за ~ 1 мксек затухали. Дальнейшему развитию вертикальной неустойчивости с более высокими модами в этом случае препятствует, по-видимому, достаточно сильная азимутальная группировка пучка из-за "эффекта отрицательной массы" (по той же причине, что и в резонансном режиме). Радиальные когерентные колебания в бетатронном режиме не наблюдались из-за малой длительности этого режима (до 400 мксек).

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность академику Г.И. Будкеру за интерес к работе и Чирикову Б.В. за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.И. Будкер, Г.И. Димов, В.Г. Дудников, АЭ, 1967, 22, 348-356.
2. Hereward H.G. "The instability of radial betatron oscillations in the C.P.S." MPS/Int. OL 64-8, 1964.
3. Б.В. Чириков. АЭ, 19, 1965, 239.
4. Г.И. Димов. Диссертация, ИЯФ СО АН СССР, 1967.

178. ИЗУЧЕНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В УСКОРИТЕЛЕ Б-2С*

Г.Н. Кулипанов, С.Г. Попов (Институт ядерной физики СО АН СССР)

Получение больших циркулирующих токов в самых различных приборах (ускорители, плазменные установки, приборы СВЧ) обычно сопровождается возникновением продольной (диклотронной) неустойчивости [1,2,3], которая ведет к азимутальной неоднородности плотности циркулирующих токов — образованию сгустков.

В данной работе изучается продольная неустойчивость электронного пучка в ускорителе Б-2С — безжелезном синхротроне с бетатронным подускорением и предварительным спиральным накоплением электронов [4]. Рассматривается только режим накопления и бетатронного ускорения.

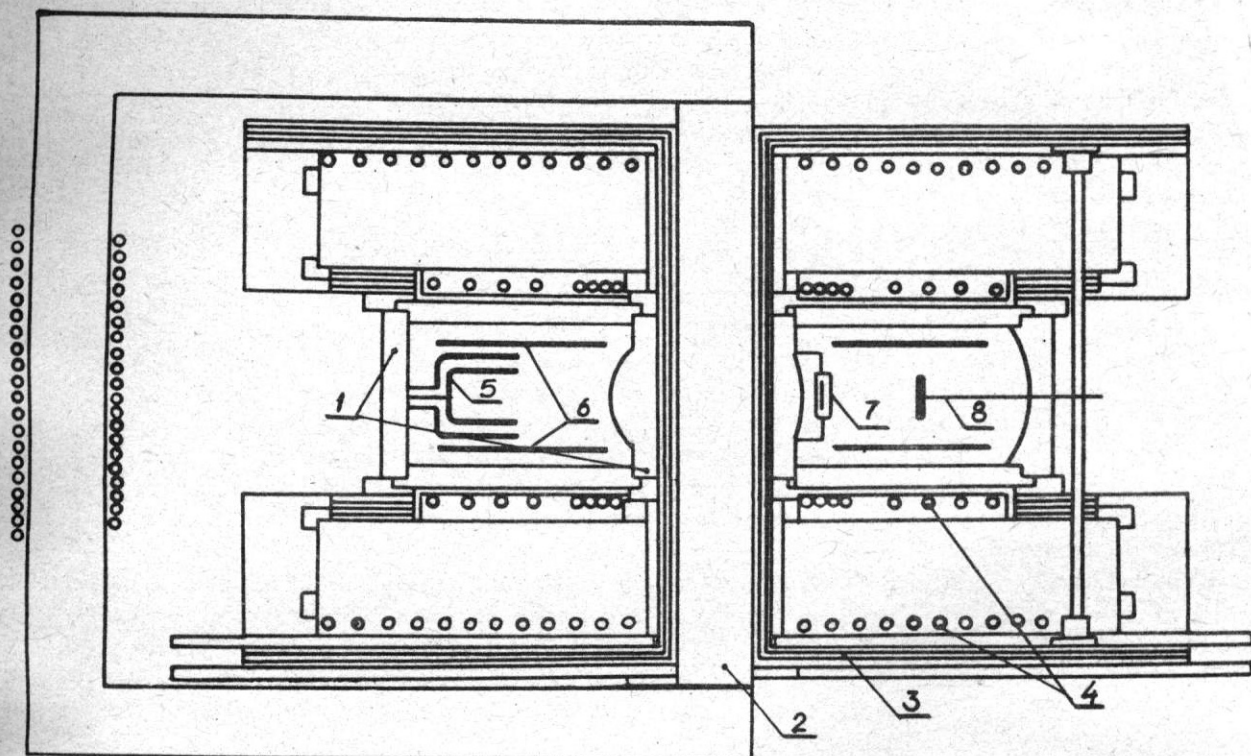


Рис. 1. Упрощенная конструктивная схема ускорителя Б-2С:

- 1 — стенки вакуумной камеры; 2 — сердечник и ярмо;
- 3 — экраны; 4 — витки, создающие магнитное поле;
- 5 — пикап-электрод; 6 — пластины отсоса ионов; 7 — электронная пушка; 8 — свинцовый пробник

Подробно конструкция ускорителя описана в [4], поэтому приведем только упрощенную конструктивную схему и основные параметры ускорителя (рис. 1, таблица).

Для измерения параметров и наблюдения за поведением пучка в камере ускорителя расположены: 1) подвижные свинцовые пробники, 2) пикап-электроды, 3) пластины отсоса ионов с импульсной системой питания, 4) пластины резонансной раскачки пучка для измерения частоты бетатронных колебаний.

Обычный цикл работы ускорителя начинается захватом электронов в режим накопления. Для этого в камере создается квазипостоянное магнитное поле, на электронную пушку подается импульс инжекции требуемой амплитуды и одновременно создается вихревое ускоряющее поле. Под действием этого ускоряющего поля и квазипостоянного магнитного поля электроны движутся по развертывающейся спирали, за несколько оборотов отрываются от инжектора пушки и заполняют всю камеру. После этого в камере создается ведущее бетатронное магнитное поле и ускоритель работает как обычный бетатрон, с той лишь разницей, что добавочный магнитный поток, требуемый для выполнения условия "2 : 1" создается независимо от поля в специальном сердечнике.

Таблица

Параметры ускорителя Б-2С (режим накопления и бетатронного подускорения)

Внутренний радиус $R_{вн} = 13$ см	Фокусировка мягкая $\alpha = 0,6\gamma$
Наружный радиус $R_{н} = 46$ см	
Радиус инжекции $R_i = 15$ см	Энергия инжекции $5 \div 30$ кэВ
Вертикальная апертура $2\Delta Z = 15$ см	Напряжение на обходе $U_{обх} < 200$ в
Давление ост. газа $P \gg 5 \cdot 10^{-7}$ торр.	$E_{бет} = 2$ МэВ

Так как было замечено, что при больших токах инжекции захват электронов возможен и без вихревого ускоряющего поля, то кроме двух основных режимов работы: спиральное накопление и бетатронное ускорение, — следует выделить еще один режим захвата, когда существует квазипостоянное магнитное поле, на пушку подан импульс инжекции, а вихревого ускоряющего поля нет. Многие наиболее характерные особенности продольной неустойчивости изучались в этом режиме.

На всех стадиях работы ускорителя на пикап-электроре наблюдался довольно мощный в.ч. сигнал на частотах, кратных частоте обращения, говорящий о возникновении продольной неустойчивости. Типичные осциллограммы показаны на рис. 2.

Характерные особенности неустойчивости

1. Существует пороговая плотность пространственного заряда. В режиме захвата и накопления неустойчивость начинается примерно с одного и того же порогового тока инжекции (правда, амплитуда в.ч. сигнала при накоплении меньше). При бетатронном ускорении возможна неустойчивость, даже если при захвате или накоплении ее нет.

Измерения абсолютного значения пороговой плотности и зависимости N_e пор от $\beta = \frac{V}{C}$ проще было сделать в режиме захвата. Значение N_e определялось измерением напряженности электрического поля пучка (об этом см. ниже). Зависимость порогового тока инжекции от величины β показана на рис. 3; видно, что $I_{i\text{пор}} \sim \beta^3$. Так как $N_e \sim \frac{I_i}{\beta^2}$, то $N_e \text{ пор} \sim \beta^2$.

Если ввести параметр $q = \frac{\omega_p^2}{\omega_H^2}$, где $\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 N_e}{m}$, $\omega_H = \frac{e}{m} H$, то можно сказать, что независимо от β неустойчивость начинается с некоторого значения $q_{\text{пор}}$. Для нашего случая $q_{\text{пор}} = 0,01$.

2. Сигнал с пикап-электрода обычно промодулирован низкой частотой (см. рис. 2).

Период модуляции T_M зависит от плотности пространственного заряда N_e и $\beta = \frac{V}{C}$

(см. рис. 4а). Видно, что $\frac{1}{T_M} \sim \frac{I_i}{\beta^2} = \frac{N_e}{\beta}$, если опять ввести параметр $q = \frac{\omega_p^2}{\omega_H^2}$,

то $\frac{1}{T_M} \sim q \omega_H = \frac{\omega_p^2}{\omega_H}$. Время нарастания $\tau_{\text{нар}}$ амплитуды в.ч. сигнала пропорциональ-

но периоду модуляции T_M , поэтому $\tau_{\text{нар}} \sim \frac{1}{\omega_H} \sim \frac{1}{\omega_p}$. При больших значениях N_e , ког-

да $T_M \ll 50 T_{\text{обр}}$ модуляция в.ч. сигнала исчезает (см. рис. 2), однако время нарастания продолжает изменяться. На рис. 4б видно, что в большом диапазоне N_e справедливо соотношение $\frac{1}{\tau_{\text{нар}}} \sim N_e$, даже несмотря на то, что число захваченных электронов

(электроны, сбрасываемые на пробник после окончания импульса инжекции) перестает увеличиваться.

3. В режиме захвата амплитуда в.ч. сигнала резко уменьшается спустя некоторое время Δt после начала импульса инжекции (см. рис. 2). Это время зависит от дав-

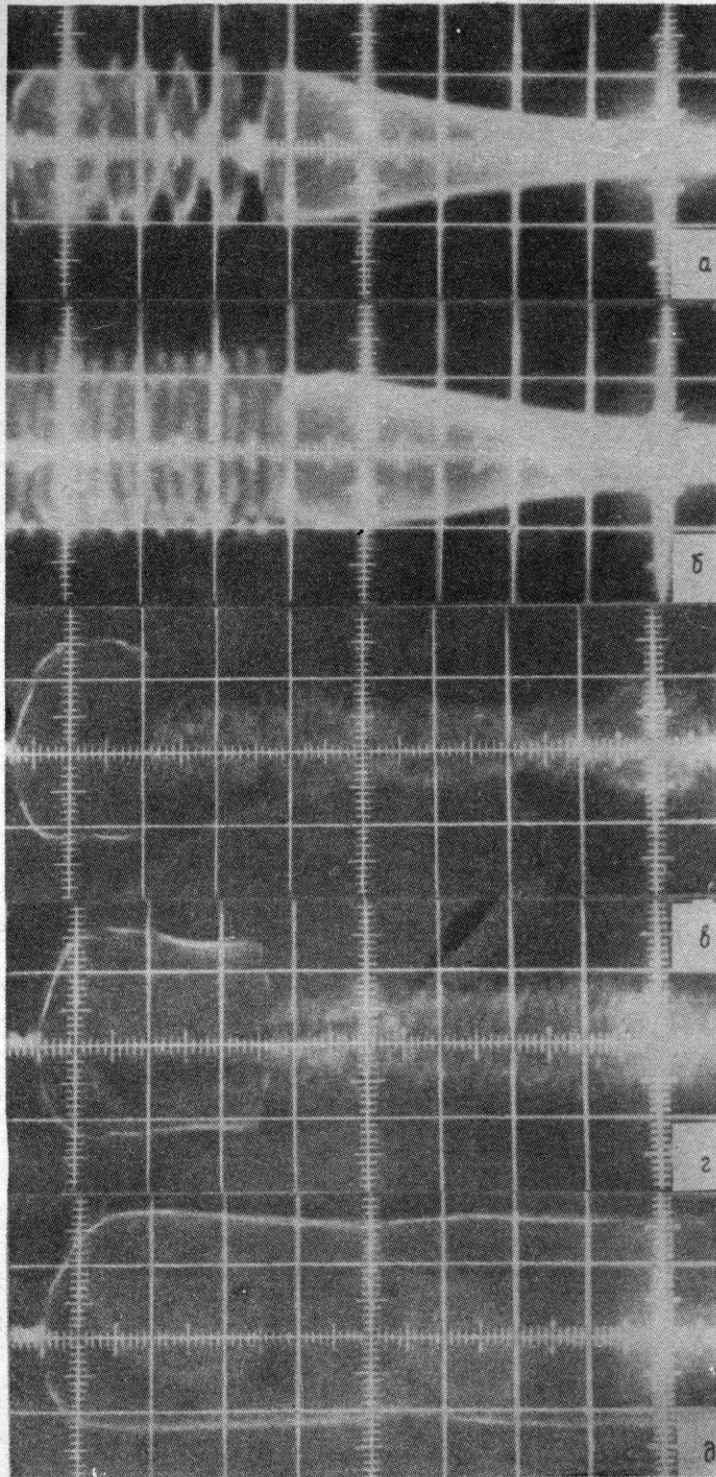


Рис. 2. Осциллограммы сигнала с пикап-электрода: а) и б) - горизонтальная развертка $2,5 \mu\text{сек}/\text{см}$, длительность импульса инъекции $10 \mu\text{сек}$, $P = 1 \cdot 10^{-6}$ мм рт.ст., $\beta = \frac{V}{C} = 0,2$; а) $I_i = 9 \text{ ма}$, по вертикали $0,5 \text{ в}/\text{см}$; б) $I_i = 15 \text{ ма}$, по вертикали $2 \text{ в}/\text{см}$; в-д) - горизонтальная развертка $2,5 \mu\text{сек}/\text{см}$, длительность импульса инъекции $25 \mu\text{сек}$; в) $P = 2 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст.; г) $P = 1 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст.; д) $P = 2 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст., включен отсос ионов

ления остаточного газа в камере ускорителя $\Delta t = \frac{10^{10}}{P \text{ мм рт.ст.}}$ (сек). Если по-

дать напряжение на пластины отсоса ионов, то уменьшения в.ч. сигнала не наблюдается (см. рис. 2). Поскольку характерные ионные частоты на два-три порядка меньше инкрементов неустойчивости, то влияние ионов сводится только к компенсации поля пространственного заряда. Поэтому можно сделать вывод, что данная неустойчивость развивается только в некомпенсированных пучках.

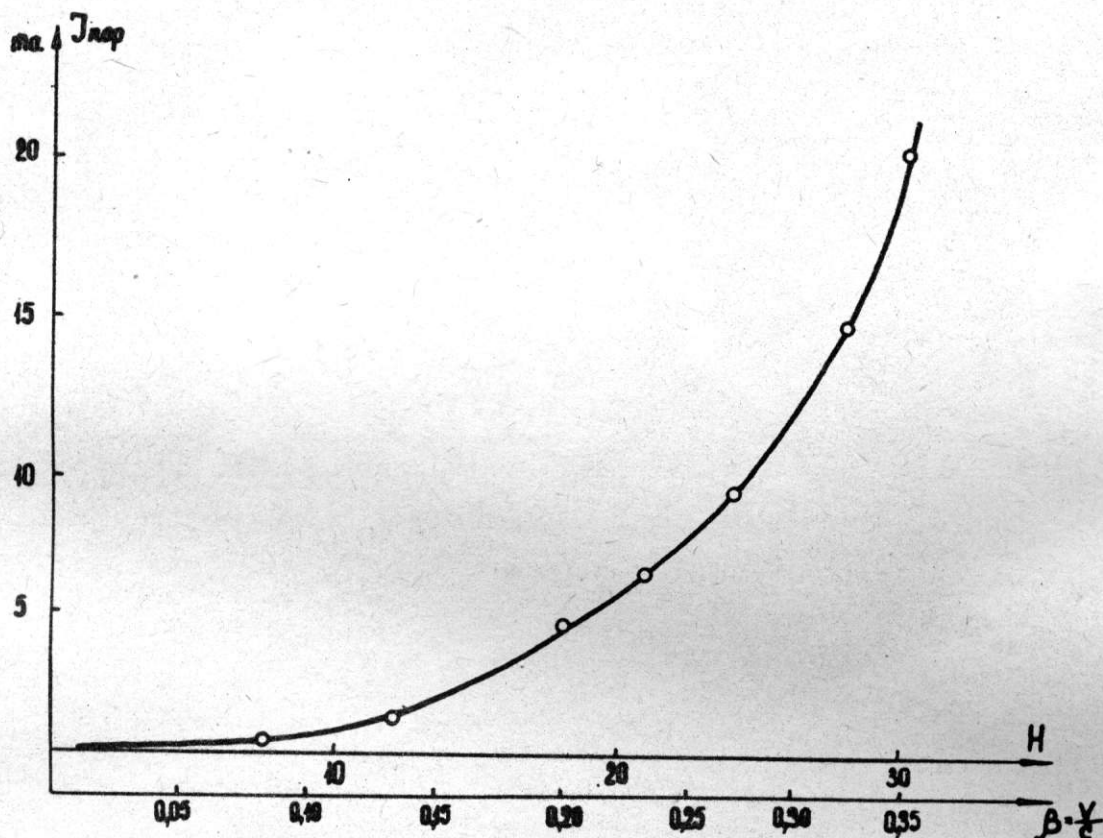


Рис. 3. Зависимость порогового тока инжекции от $\beta = \frac{v}{c}$

По минимальному напряжению на пластинах отсоса, которое требуется для отсоса ионов из пучка можно определить напряженность электрического поля пучка и, следовательно плотность пространственного заряда. В большом диапазоне токов напряженность электрического поля пучка пропорциональна току инжекции (см.рис.5).

4. Инкремент неустойчивости $\gamma = \frac{1}{\tau_{\text{нар}}}$ не зависит от того, подано напряжение на пластины отсоса ионов или нет, что исключает возможность влияния замагниченных электронов малой энергии (образованных скажем за счет вторичной эмиссии из стенок вакуумной камеры) на развитие неустойчивости.

5. Неустойчивость наблюдалась при изменении $\beta = \frac{v}{c}$ от 0,05 до 1, при этом частота обращения менялась от 10 до 100 МГц. В этом диапазоне не было видно каких-либо выделенных частот, что говорило бы о наличии в камере резонирующих элементов.

6. Замена верхнего и нижнего экрана камеры ускорителя (стекло, покрытое слоем аквадага) на экраны из нержавеющей стали толщиной 100 мк, изменение расстояния между экранами от ± 10 см до ± 6 см никак не повлияло на время нарастания и порог возникновения неустойчивости.

a)

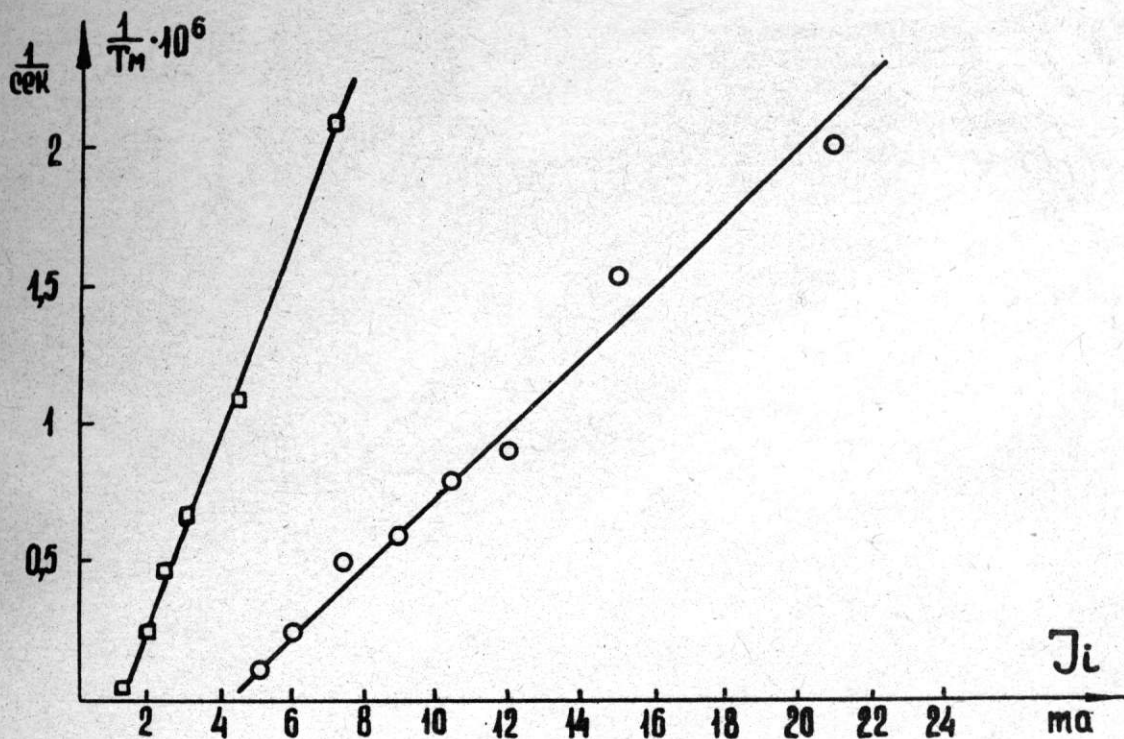


Рис. 4а. Зависимость периода модуляции T_M от тока инъекции
 $\square - \beta = 0,14; \circ - \beta = 0,2$

б)

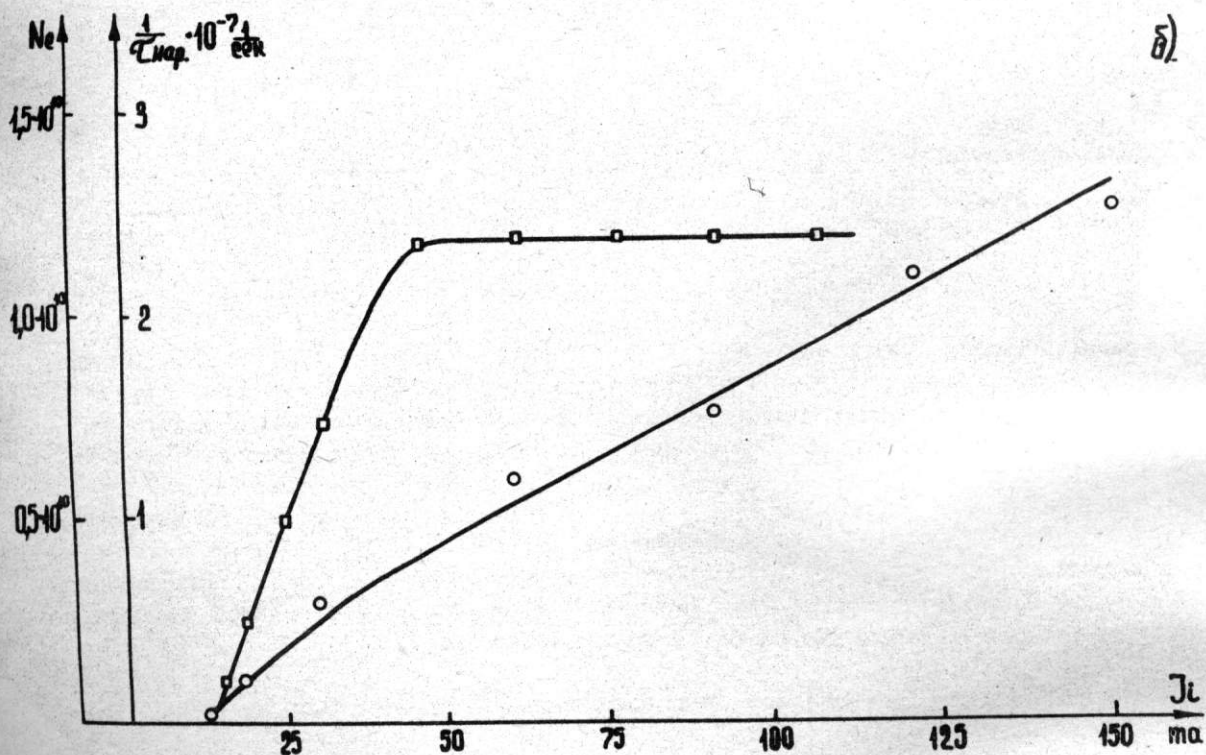


Рис. 4б. Зависимость инкремента неустойчивости (\circ) и числа захваченных частиц (\square) от тока инъекции ($\beta = 0,32$)

Обсуждение полученных результатов

Как было показано выше, неустойчивость начинается при значении $q = \frac{\omega_p^2}{\omega_H^2} \ll 1$.

Это существенно облегчает обсуждение, т.к. сразу отбрасывается большой класс неустойчивостей, работающих только при $q > 1$. Поэтому для объяснения полученных результатов можно рассмотреть лишь механизмы, приводящие к продольной (циклотронной) неустойчивости при $q < 1$: 1) взаимодействие пучка с резонирующими элементами вакуумной камеры [5], 2) диссипативные неустойчивости [6,7]; 3) неустойчивость электронной плазмы с двугорбой функцией распределения по скоростям [8], 4) неустойчивость отрицательной массы (НОМ) [9], 5) диокотронная неустойчивость [2,3].

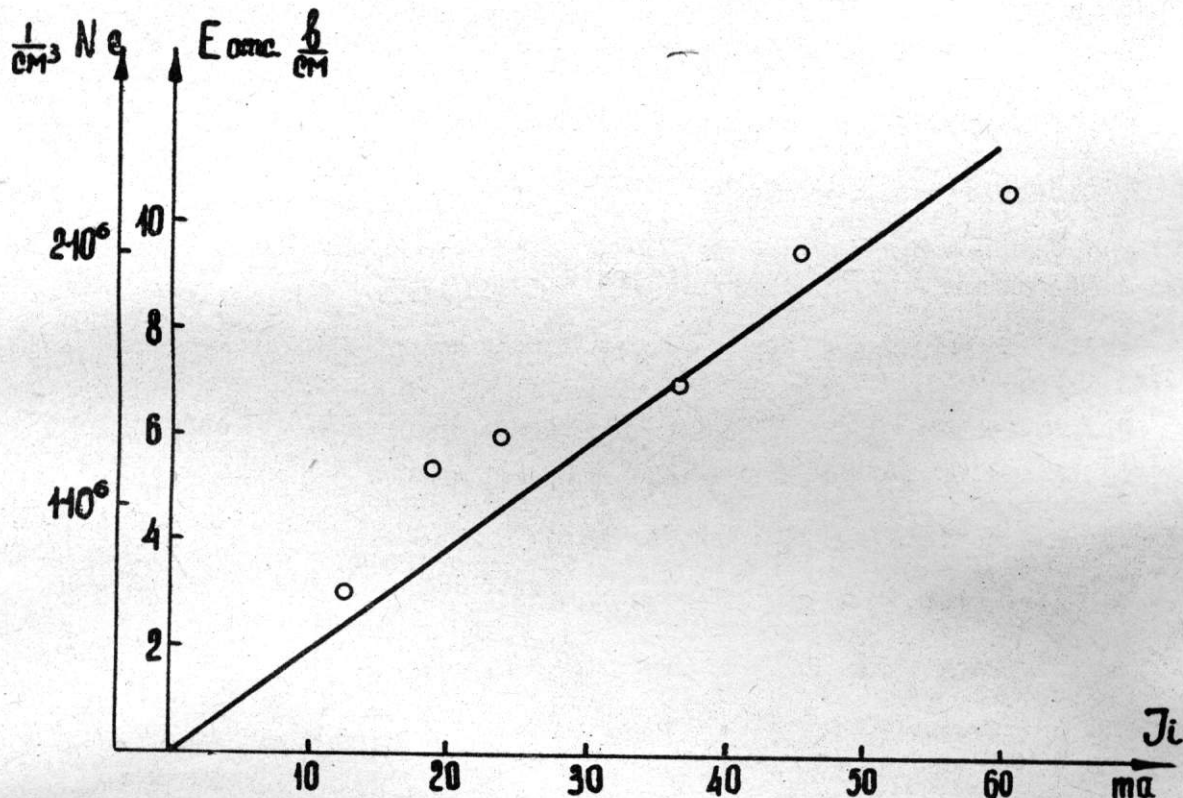


Рис. 5. Зависимость напряженности электрического поля пучка и плотности пространственного заряда от тока инжекции ($\beta = 0,32$)

Первые три механизма сразу же можно отбросить, т.к. было экспериментально показано, что возникновение неустойчивости не обязано взаимодействием с внешними системами (резонаторы, стенки камеры, атомы остаточного газа, замедленные электроны и т.д.).

Нельзя объяснить неустойчивость и эффектом отрицательной массы (хотя наблюдаемые величины инкрементов и порог возникновения неустойчивости того же порядка, что и рассчитанные для НОМ), поскольку: 1) для НОМ инкремент $\gamma \sim N_e^{1/2}$ мы же имеем $\gamma \sim N_e$; 2) для НОМ важно число захваченных частиц, а мы видим, что для установленной неустойчивости важно не число захваченных частиц, а статическое поле пространственного заряда. С другой стороны, особенности наблюдаемой неустойчивости являются характерными чертами диокотронной неустойчивости [2,3,10], для

которой: а) инкремент $\gamma = \frac{\omega_p^2}{\omega_H} ka$, где $k = \frac{\pi}{R}$ - волновое число, a - радиаль-

ная полуширина пучка, б) необходимо статическое электрическое поле пучка, перпендикулярное магнитному полю.

Абсолютные оценки инкремента в пределах точности измерения совпадают с измеренными. Для $f_{\text{обр}} = 55$ МГц, $\beta = 0,32$, $I_i = 60$ ма, измеренное $\frac{1}{\tau_{\text{нар}}} = 1 \cdot 10^7$, рассчитанное $\frac{1}{\tau_{\text{нар}}} = 3 \cdot 10^7$.

Низкочастотная модуляция является, по-видимому, общим свойством нелинейного развития любой неустойчивости. Для диокотронной неустойчивости модуляция с периодом $T = \frac{\omega_H}{\omega_p^2}$ рассматривалась в работе [10].

Учитывая все вышесказанное можно сделать заключение, что изучаемая нами неустойчивость по своей природе близка к диокотронной неустойчивости, наблюдавшейся ранее в приборах СВЧ и плазменных установках.

ЛИТЕРАТУРА

1. И.М. Самойлов, А.А. Соколов. ЖЭТФ, 1960, 39, 257.
2. O. Buneman et al, J. Appl. Phys., 1966, 37, 3203.
3. W. Knauper and L. Poeschel. Труды конференции по явлениям в ионизованных газах, в. II, Белград, 1965 г., стр. 719.
4. Е.А. Абрамян и др. Труды Международной конференции по ускорителям, Дубна, 1963 г., стр. 1065.
5. А.Н. Лебедев, ЖТФ, 1967, т. 37, стр. 1932.
6. Н.С. Диканский, А.Н. Скрипский. Атомная энергия 1966, 21, 176.
7. А.А. Коломенский. ЖЭТФ, 1965, 50, 1529.
8. L. Hall et al., Phys. Rev. 1965 г., 139, A 1117.
9. А.А. Коломенский, А.Н. Лебедев. Атомная энергия 1956, 7, 549.
10. Л.А. Вайнштейн. Сб. статей, "Электроника больших мощностей", изд-во "Наука", 1968, вып. 5, стр. 147.

179. КОЛЛЕКТИВНЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНАМИ В УСКОРИТЕЛЕ

Б-2С *

Г.Н. Кулипанов, С.Г. Попов (Институт ядерной физики СО АН СССР)

Неустойчивости пучка в ускорителе являются, по-видимому основной трудностью при ускорении больших циркулирующих токов. Результатом развития неустойчивостей является не только ограничение тока, но и появление новых эффектов, существенно изменяющих работу ускорителя.

Так при изучении продольной неустойчивости пучка на ускорителе Б-2С был замечен ряд явлений, которые можно объяснить только наличием коллективных потерь энергии, зависящих от числа частиц в сгустке. Экспериментальное изучение этих явлений и является целью данной работы.

Ускоритель Б-2С - безжелезный синхротрон с бетатронным подускорителем. Конструкция ускорителя, основные параметры, особенности работы ускорителя, аппарата, используемая для наблюдения за пучком, описана в [1,2].

Как и в работе [2], где изучалась продольная неустойчивость пучка, в этой работе мы не будем рассматривать синхротронный режим ускорения. Ограничимся эффектами, сопровождающими развитие продольной неустойчивости в режиме захвата, накопления и бетатронного ускорения.

Режим захвата. При выключенном вихревом ускоряющем напряжении ($U_{\text{вихр}}$) захват электронов возможен только благодаря развитию продольной неустойчивости, поэтому захваченные электроны всегда сбунчированы. По сигналу с пикап-электрода (см. [2], рис. 2) можно измерять частоту обращения электронов и, следовательно, говорить об их энергии.

На рис. 1а показана частота обращения захваченных электронов, измеренная спустя $\Delta t = 2 \mu$ сек после конца импульса инжекции, в зависимости от тока инжекции пучка. Уменьшение частоты обращения с увеличением тока инжекции объясняется тем, что захват электронов происходит благодаря увеличению энергии у части электронов в процессе развития продольной неустойчивости. Если не говорить конкретно о механизме продольной неустойчивости, то эти данные подтверждают механизм захвата, предложенный Самойловым и Соколовым [3].

Увеличение частоты обращения с увеличением тока инжекции (рис. 1а, правая ветвь кривой) и зависимость частоты обращения захваченных электронов от времени (рис. 1б) можно объяснить, если допустить, что захваченные электроны непрерывно теряют энергию, причем потери энергии зависят от числа частиц в сгустке. Используя соотношение

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta f}{f} \frac{(1-n)\beta^2}{n} \quad (1)$$

и зная величину $\frac{\partial f}{\partial t}$ (рис. 1б), можно определить потери энергии за один оборот. Оказалось, что в режиме захвата

$$\Delta U_{\text{кол}} \sim 6 \div 10 \text{ в/оборот при } N_e = 1 \cdot 10^{10}$$

Режим накопления. Число электронов, находящихся в камере ускорителя в режиме накопления, определяется током накопления и временем накопления. Время накопления можно измерять экспериментально как время задержки τ_1 между началом импульса инжекции и началом сбрасывания электронов на пробник, расположенный на внешнем радиусе, либо как время τ_2 , в течение которого электроны сбрасываются на пробник после конца импульса инжекции. При малом токе, когда отсутствует продольная неустойчивость, $\tau_1 = \tau_2$ и с хорошей точностью соответствуют расчетной величине.

Однако при увеличении тока картина меняется. На рис. 2а показана зависимость τ_1 и τ_2 от тока инжекции, на рис. 2б - зависимость тока накопления от тока инжекции. Видно, что начиная с $J_{i \text{ пор}}$ резко повышается эффективность захвата, уменьшается τ_1 и увеличивается τ_2 . Этот ток $J_{i \text{ пор}}$ - порог возникновения продольной неустойчивости.

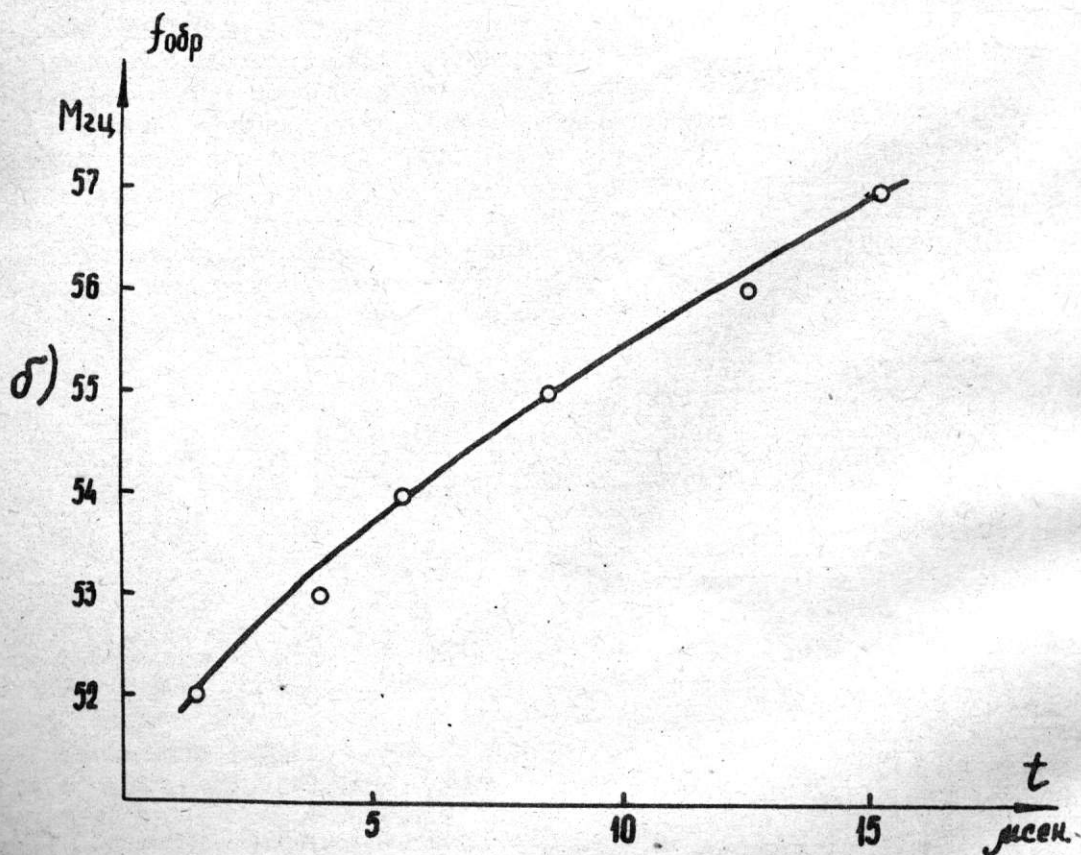
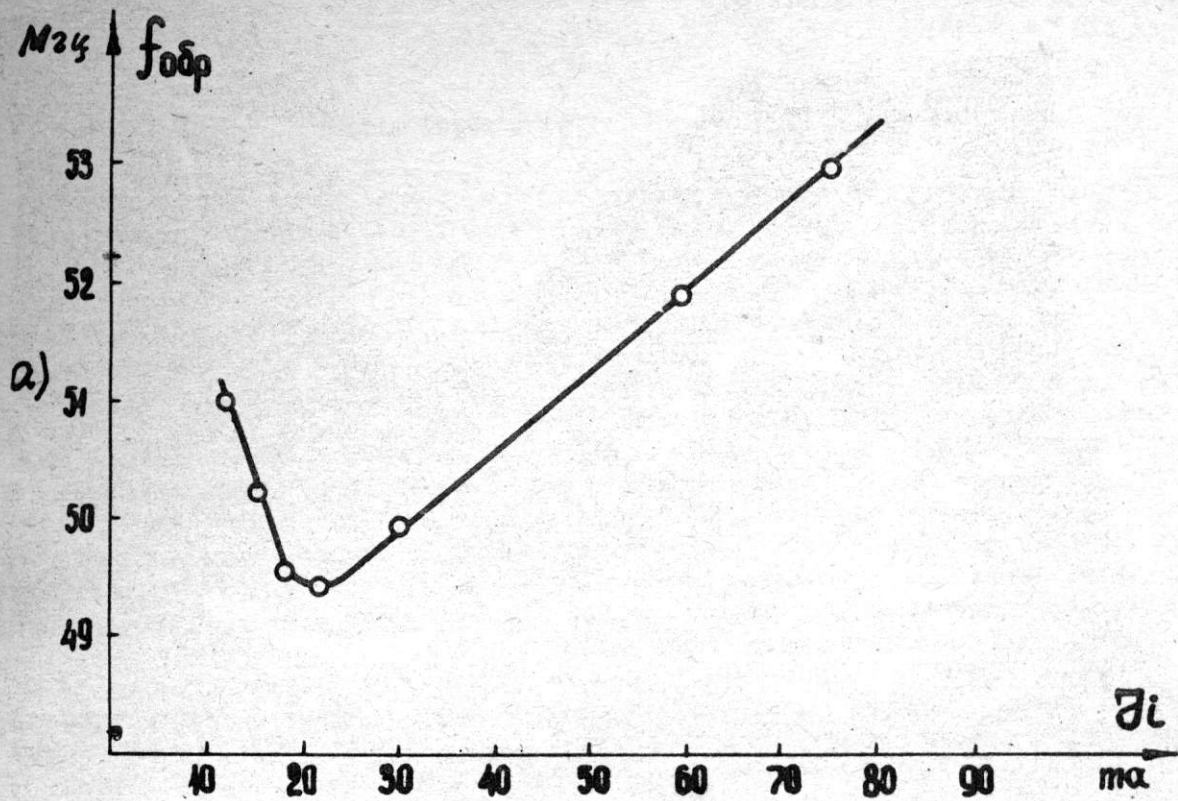


Рис. 1. Зависимость частоты обращения захваченных электронов: а) от тока инжекции (измерения делались спустя 2 мсек после конца импульса инжекции); б) от времени (измерения делались при $I_i = 60 \text{ ма} = \text{const}$)

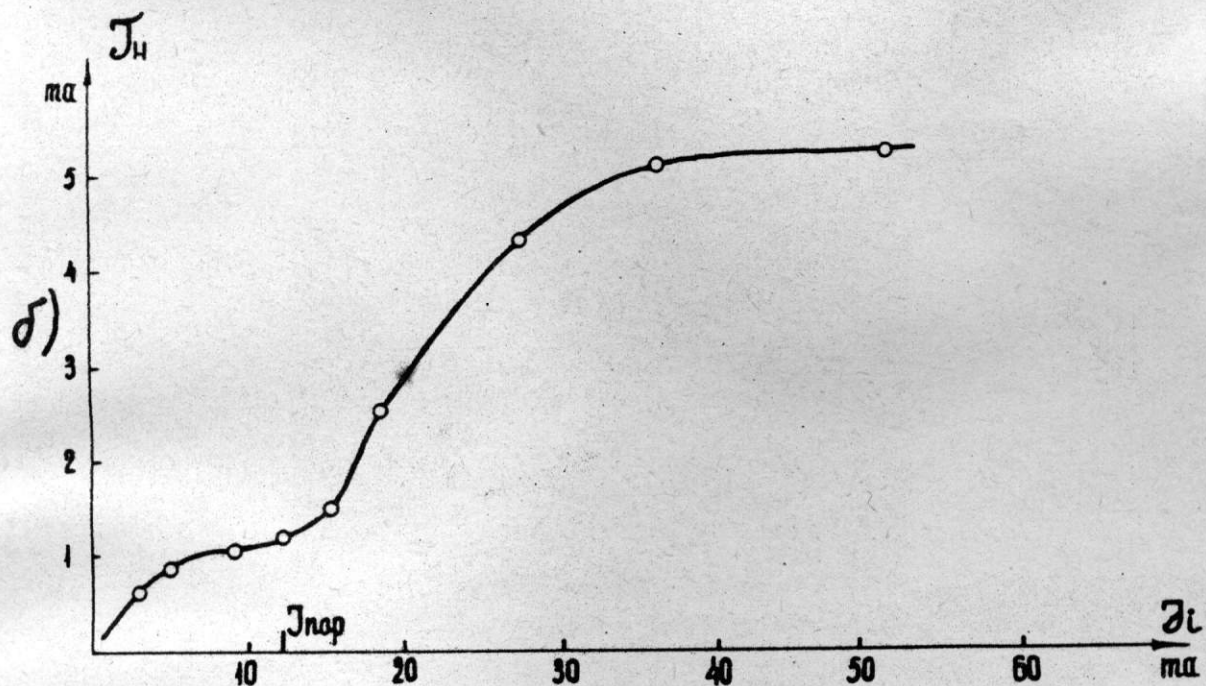
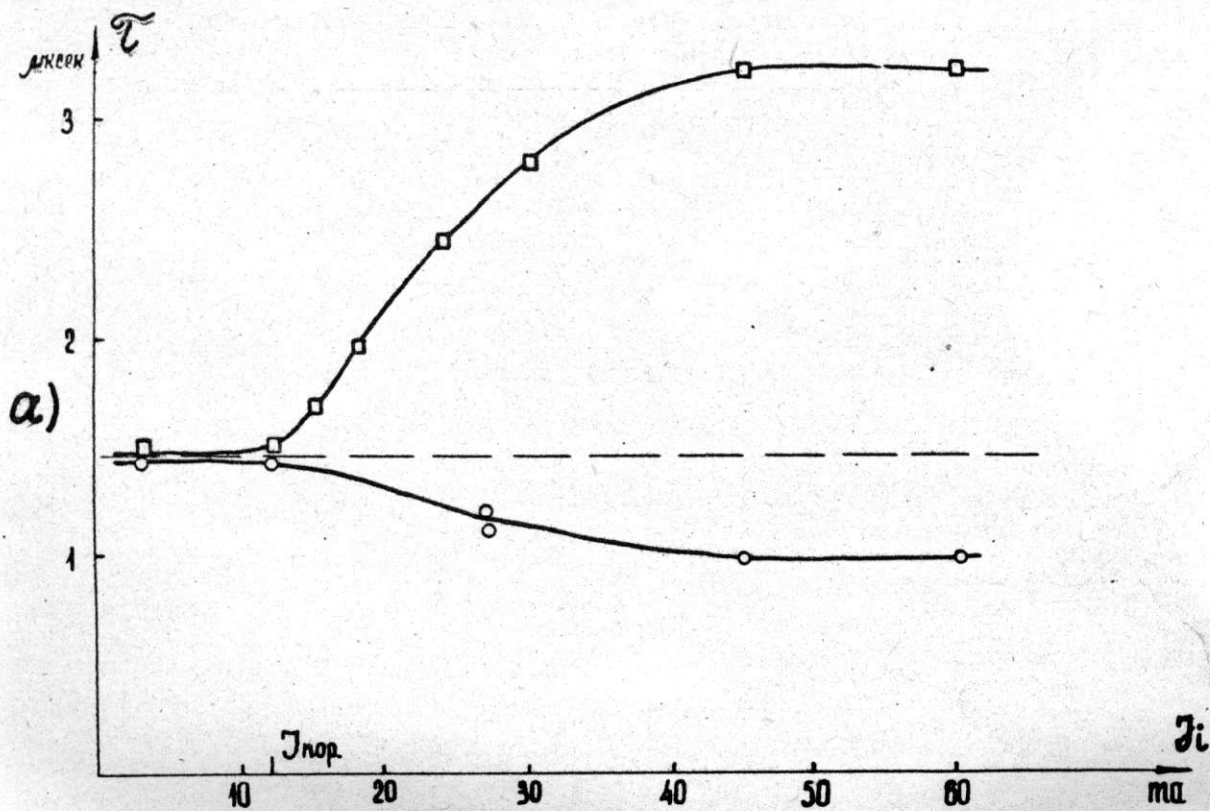


Рис. 2. Зависимость характерных параметров режима накопления от тока инжекции: а) \square - время задержки (τ_1) между началом импульса инжекции и началом сбрасывания электронов на пробник; \circ - время (τ_2), в течение которого электроны сбрасываются на пробник после конца импульса инжекции; б) ток накопления

Эти данные, как и в режиме захвата, показывают, что развитие продольной неустойчивости обеспечивает эффективный захват электронов. Захват электронов объясняется увеличением энергии электронов, так как время τ_1 уменьшается с увеличением J_1 (см. рис. 2а). Одновременное же увеличение τ_2 опять говорит о коллективных потерях энергии, так как трудно чем-нибудь другим объяснить увеличение τ_2 с $1,5 \mu$ сек до $3,2 \mu$ сек при $U_{\text{вихр}} = 120$ в/оборот (см. рис. 2а) и с 9μ сек до 50μ сек при $U_{\text{вихр}} = 20$ в/оборот. По этим данным легко получить, что потери энергии в режиме накопления достигают $\Delta U_{\text{кол}} \sim 70$ в/оборот при $J_H = 5$ ма, что соответствует $N_e = 10^{11}$. Из рис. 2а и 2б видно, что $\Delta U_{\text{кол}}$ прямо пропорционально току накопления в диапазоне $J_H = 1-5$ ма.

Бетатронный режим. После накопления включается ведущее бетатронное поле, накопленный заряд стягивается к равновесному радиусу, где выполняется условие "2:1".

Для сбунчированного пучка наличие коллективных потерь энергии должно приводить к образованию нескольких орбит, к которым стягиваются накопленные электроны, так как необходимое условие замкнутой бетатронной орбиты – минимум напряжения на обходе – может выполняться на нескольких радиусах потому, что в этом случае

$$U_{\text{обх}}(r) = U_{\text{вихр}}(r) - \Delta U_{\text{кол}}(r, N_e)$$

может иметь несколько минимумов.

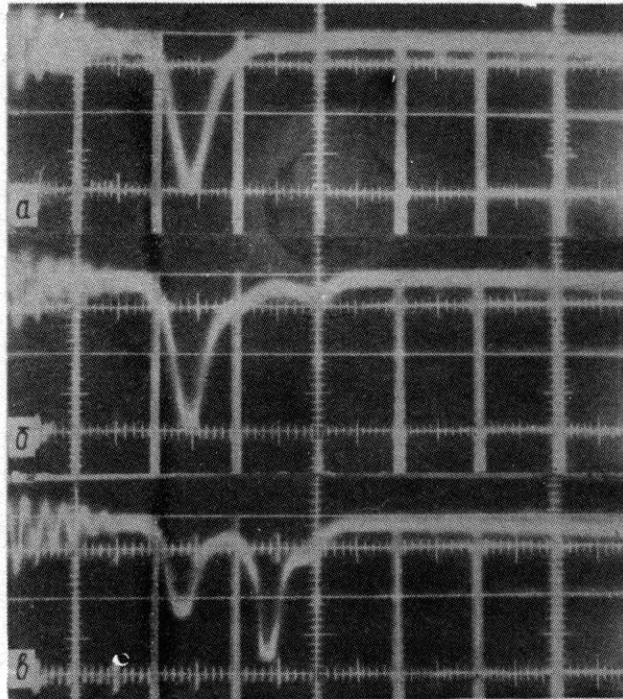


Рис. 3. Осциллограммы тока пучка, сброшенного на пробник в конце бетатронного ускорения: а) – в отсутствие продольной неустойчивости; б) и в) – во время ускорения наблюдалась продольная неустойчивость пучка

Этот эффект и наблюдается, если в процессе бетатронного ускорения существует продольная неустойчивость. На рис. 3 показаны осциллограммы тока пучка, сброшенного на пробник, расположенный на внешнем радиусе (в конце бетатронного ускорения равновесная орбита смещается наружу и пучок попадает на пробник). Видно, что после основного импульса может быть еще несколько сбросов электронов на пробник. Характерно, что ни при каких условиях раньше основного импульса они не появляются, поэтому полученные данные нельзя объяснить существованием нескольких дискретных амплитуд бетатронных колебаний.

По осциллограмме рис. 3, зная величину $\frac{\partial \phi}{\partial t}$ и $H(t)$, можно определить, что вторая группа электронов потеряла энергию $\Delta E \sim 400$ кэв. Поэтому потери энергии на оборот в бетатронном режиме $\Delta U_{\text{кол}} \sim 100$ в/оборот.

Обсуждение полученных результатов

Было рассмотрено несколько возможных объяснений наблюдаемых эффектов: 1. Потери энергии на токи Фуко, возбуждаемые в стенках вакуумной камеры. 2. Потери энергии на разогрев электронов и ионов плазмы, окружающей пучок. 3. Потери энергии одной группы электронов на когерентное ускорение другой группы. 4. Когерентное излучение.

Расчет потерь энергии на токи Фуко [4,5] для камеры в виде круглого тора ($r=10$ см $R=30$ см), сделанной из нержавеющей стали при числе частиц $N_e = 10^{11}$, энергии $E = 20$ кэв $\div 2$ Мэв, дает значение $\Delta U < 3$ в/оборот. Поэтому этот механизм не может объяснить наблюдаемые потери энергии $\Delta U \sim 100$ в/оборот.

На втором механизме можно подробно не останавливаться, поскольку наблюдаемые эффекты не зависят от того, убираем ли мы ионы из пучка с помощью пластин отсоса ионов или нет.

Обмен энергии между отдельными группами электронов мог бы еще что-то объяснить при захвате и накоплении электронов, однако в бетатронном режиме тот факт, что многократный сброс электронов наблюдается только после основного сброса, говорит о том, что нет электронов, которые бы непрерывно увеличивали свою энергию за счет торможения других. Однократный обмен энергии $\Delta E \sim 400$ кэв исключен, так как обе группы частиц сразу бы выбыли из ускорения.

Замена верхнего и нижнего экрана камеры ускорителя (стекло, покрытое слоем адводага) на экраны из нержавеющей стали толщиной 100 мк никак не повлияла на наблюдаемые эффекты при захвате и накоплении электронов (бетатронное ускорение получить было нельзя из-за сильного искажения ведущего магнитного поля). Поэтому потери энергии на когерентное излучение энергии в пространство, по-видимому, должны отсутствовать.

Возможным механизмом являются потери энергии на резонансное возбуждение камеры ускорителя, накопление энергии в полости камеры и поглощения ее стенками [6].

Потери энергии становятся существенными при $n > \frac{\pi R}{\beta D}$, где n - гармоника частоты обращения, R - радиус, $\beta = \frac{v}{c}$; $D = \frac{ab}{\sqrt{a^2 + b^2}}$ (a - вертикальная апертура камеры, b - радиальная апертура). В течение цикла ускорения $\frac{\pi R}{\beta D} = 12 \div 7$, поэтому

возбуждение камеры возможно на частотах $f > f_{\text{обр}} (12 \div 17) = 700$ МГц. Однако мы не имели аппаратуры для регистрации сигналов в камере ускорителя на $f > 1$ ГГц, поэтому для окончательного ответа требуются дополнительные исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.А. Абрамян и др. Труды Международной конференции по ускорителям, Дубна, 1963 г. стр. 1065.
2. Г.Н. Кулипанов, С.Г. Попов. Настоящий сборник, стр. 000 Продольная неустойчивость электронного пучка в ускорителе Б-2С.
3. И.М. Самойлов, А.А. Соколов ЖЭТФ, 1960, 38, 257.
4. Robinson, Summer study Report, 1966 г.
5. С. Pellegrini and A. Sessler, CERN Report ISR TH|67-40, 1967.
6. С.С. Шахиджанов. Когерентное излучение электронов в кольцевой металлической камере. Отчет ИЯФ СО АН СССР, 1961 г.

180. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИЗУЧЕНИЮ ПОТЕРЬ ЧАСТИЦ В ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЯХ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ НЕЛИНЕЙНЫЕ РЕЗОНАНСЫ

Г.Н. Кулипанов, С.Г. Попов, Г.М. Тумайкин (Институт ядерной физики
СО АН СССР)

На электронном синхротроне Б-2С (инжекторе установки со встречными электронными пучками) при выключенной системе коррекции магнитного поля наблюдались частичные потери электронного пучка на нелинейных резонансах третьего порядка. На рис. 1 изображена осциллограмма интенсивности ускоренного тока. Первая ступенька соответствует моменту пересечения резонанса $2\nu_r = 3$, вторая ступенька — резонансу $2\nu_r + \nu_z = 2$, и, наконец, полная потеря пучка соответствует параметрическому резонансу $2\nu_r = 1$. Скорость изменения частот бетатронных колебаний ν_r и ν_z составляла около $3 \cdot 10^{-7}$ радиан⁻¹, полное время ускорения около 1 мсек. В этих экспериментах было замечено, что количество потерянных электронов очень сильно растет с увеличением амплитуд бетатронных колебаний.

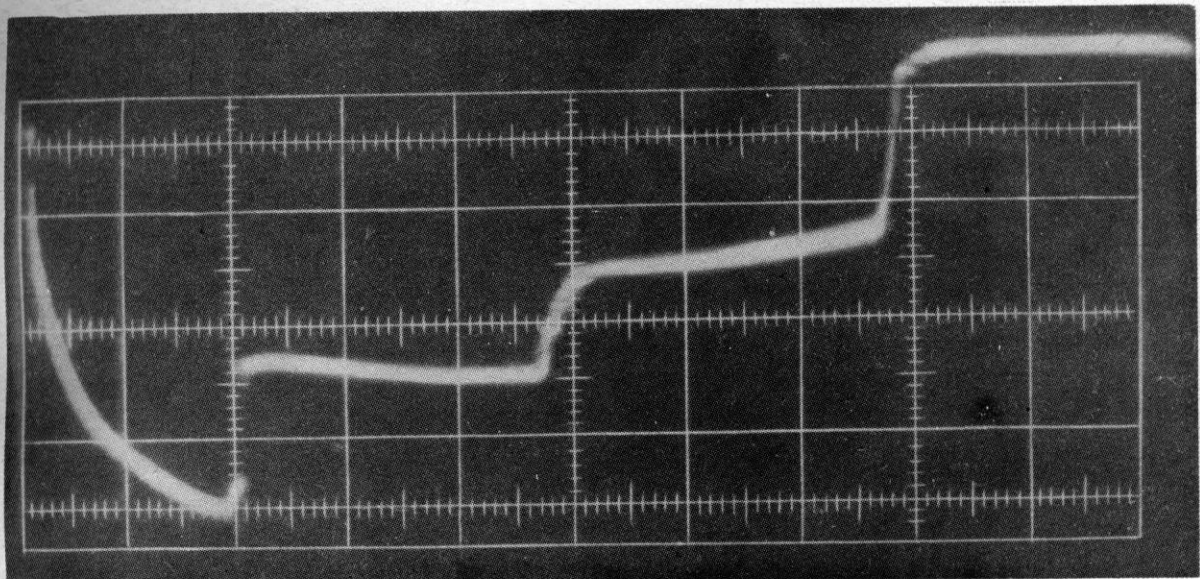


Рис. 1. Потери частиц при пересечении нелинейных резонансов в ускорителе Б-2С

В дальнейшем эксперименты по изучению потерь при пересечении нелинейных резонансов были продолжены на электронном накопителе ВЭП-1 [1]. Здесь имелась возможность легко управлять размерами сгустков, изменять частоту бетатронных колебаний, регулировать нелинейности и т.д. С помощью специальной оптической системы, используя синхротронное излучение, можно было измерять размеры сгустков.

Эксперименты проводились по следующей схеме. После накопления определенного количества электронов в специальную систему витков, изменяющих частоту бетатронных колебаний, подавался импульс тока и изучалось поведение пучка при пересечении резонансных значений ν_r и ν_z . Для наблюдения за пучком использовался ФЭУ, на фотокатод которого оптической системой передавалось изображение поперечного сечения вакуумной камеры. Перед фотокатодом можно было ставить диафрагмы и наблюдать электроны с большими или малыми амплитудами бетатронных колебаний. Сигнал с ФЭУ подавался на осциллограф, синхронизованный с импульсом тока.

Эксперименты были проведены в основном при пересечении резонанса $3\nu_r = 2$. Уравнения движения в этом случае удобно записать в виде [2]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_r}{\partial \theta} &= 6U I_r^{3/2} \sin 3w, \\ \frac{\partial w}{\partial \theta} &= \Delta\nu(\theta) + 2 \frac{\partial \nu_r}{\partial I_r} + 3U I_r^{1/2} \cos 3w, \end{aligned} \quad (1)$$

где канонически сопряженными величинами являются квадрат амплитуды ($I_r = \frac{a_r^2}{R}$)

и медленная фаза ω .

Эксперименты проводились при следующих значениях параметров, входящих в уравнения (1):

а) радиус равновесной орбиты $R = 43$ см;

б) кубичная нелинейность $\frac{\partial \nu_r}{\partial I_r} = 5 \div 10$;

в) амплитуда возмущающей "силы" $U = 0,05 \div 0,5$ (регулировалась с помощью секступольных обмоток);

г) $\Delta \nu(\theta) = \pm \Delta \nu_0 \mp \frac{d\nu}{d\theta} \theta$ определяется начальной расстройкой $\Delta \nu_0$ и произведением $\frac{d\nu_r}{d\theta} \theta$, где скорость пересечения резонанса $\frac{d\nu_r}{d\theta} = (10^8 - 5 \cdot 10^{-6})$ рад $^{-1}$.

В указанном диапазоне параметров адиабатическое затягивание в резонанс еще невозможно и влияние радиационного затухания пренебрежимо мало.

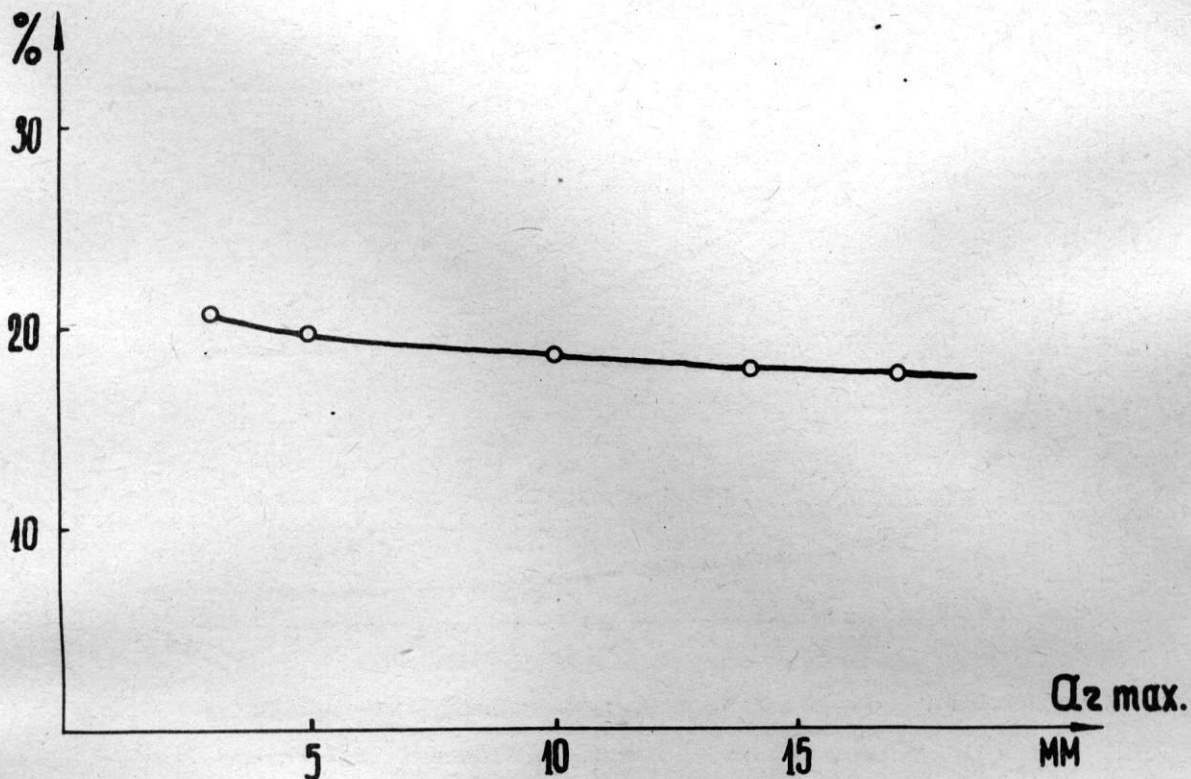


Рис. 2. Процент потерянных частиц при пересечении резонанса $\nu_r = \frac{2}{3}$ в зависимости от апертуры

Результаты экспериментов показали следующие особенности поведения пучка. Было обнаружено, что количество потерянных частиц во всем диапазоне исследуемых скоростей пересечения резонанса почти не зависит от размера апертуры $a_{r \text{ max}}$ (рис. 2) и очень сильно возрастает с увеличением амплитуд бетатронных колебаний (рис. 3). Размер пучка после пересечения резонанса не увеличивается, а даже несколько уменьшается, так как теряются электроны с большими амплитудами бетатронных колебаний, а частицы с малыми амплитудами не увеличивают своих амплитуд.

Эти данные согласуются с результатами численного интегрирования уравнений движения (1) на ЭВМ. На рис. 4 показана динамика частиц при разных начальных амплитудах. Видно, что частицы с малыми начальными амплитудами устойчивы, а с большими быстро уходят за пределы апертуры, и только в незначительной промежуточной

области наблюдается увеличение амплитуд без потерь частицы. От начальной фазы бетатронных колебаний поведение частицы практически не зависит.

Было произведено измерение времени, в течение которого отдельный электрон находится в области больших амплитуд. Это время пропорционально амплитуде сигнала с ФЭУ, у которого диафрагмой перекрыто изображение, соответствующее электронам с малой амплитудой. Оказалось, что это время примерно равно периоду фазовых колебаний в области поперечной автофазировки [3] и согласуется с результатами численного расчета. Наблюдаемая на осциллограмме длительность ступеньки в несколько раз превышает время выхода электрона. Это связано с тем, что в первую очередь теряются частицы с большими амплитудами (рис. 4).

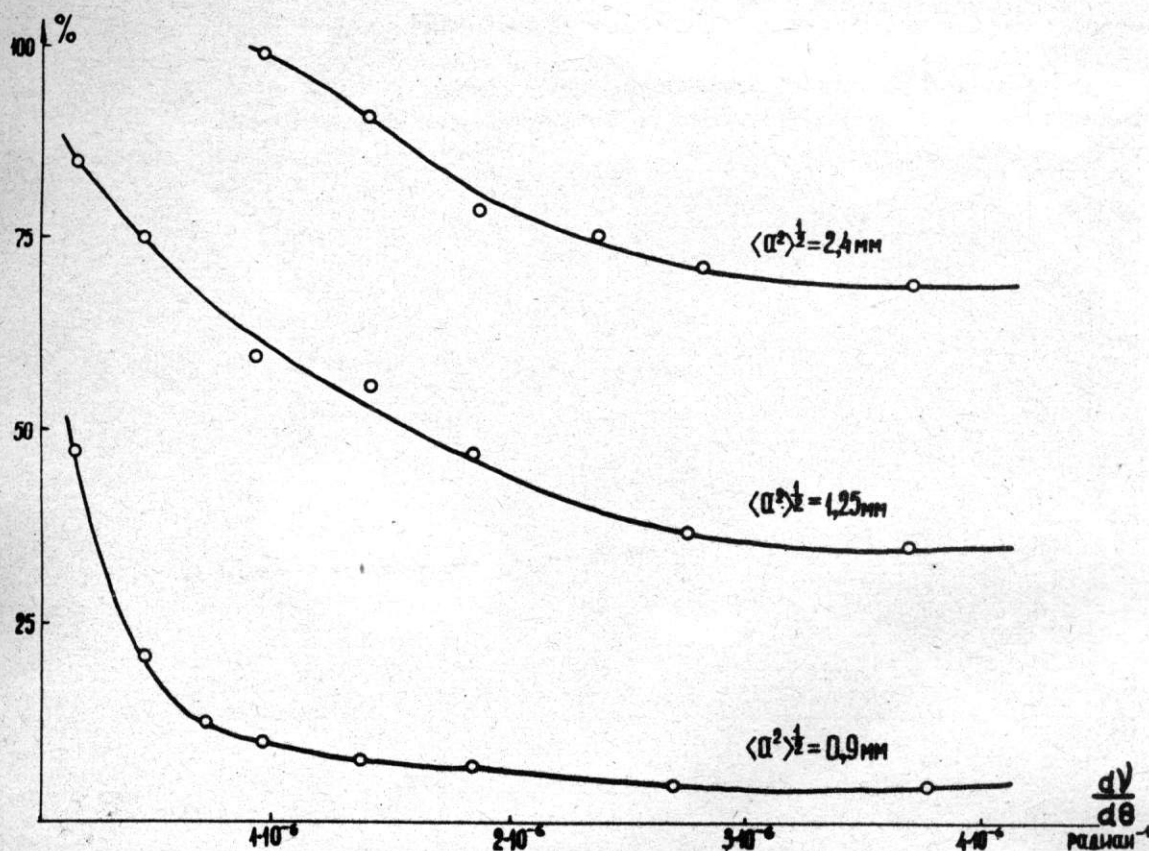


Рис. 3. Процент потерянных электронов после прохождения через резонанс $\nu_r = \frac{2}{3}$ в зависимости от скорости пересечения резонанса при разных радиальных размерах пучка ($U = 0,2$, $\frac{\partial \nu_r}{\partial I_r} = 5$)

Как и следовало ожидать, при больших скоростях изменения ν потери не зависят от направления пересечения резонанса, при малых же скоростях ($< 10^{-7}$) потери существенно возрастают в направлении, в котором возможно "затягивание".

Прохождение через резонанс обычно сопровождается модуляцией частоты бетатронных колебаний из-за квадратичной нелинейности и радиально-фазового движения. В ряде работ [4,5] делались попытки рассматривать такую модуляцию, как многократное пересечение резонанса, причем каждое пересечение считалось независимым и приращения амплитуд складывались непосредственно или статистически.

Экспериментально изучались потери электронов на резонансе $3\nu_r = 2$ при относительно медленном изменении ν_r ($\sim 10^{-8}$ рад $^{-1}$), когда для частиц с большими амплитудами радиально-фазовых колебаний число пересечений резонанса было много больше единицы. На осциллограммах (рис. 5) видно, что в случае увеличения амплитуд радиально-фазовых колебаний появляются потери электронов на синхробета-

тронных резонансах. Потери на основном резонансе действительно несколько уменьшаются, но суммарные потери остаются неизменными независимо от амплитуд радиально-фазовых колебаний во всем диапазоне исследованных скоростей пересечения резонанса. Периодическое пересечение резонанса с частотой радиально-фазовых колебаний, как было показано, например, в [6,7], ведет к перекачке мощности от основного резонанса в синхротатронные, отстоящие от основного на расстоянии $\frac{p\nu_s}{k}$,

где $p = 1, 2, 3$, ν_s - частота радиально-фазовых колебаний, k - порядок резонанса.

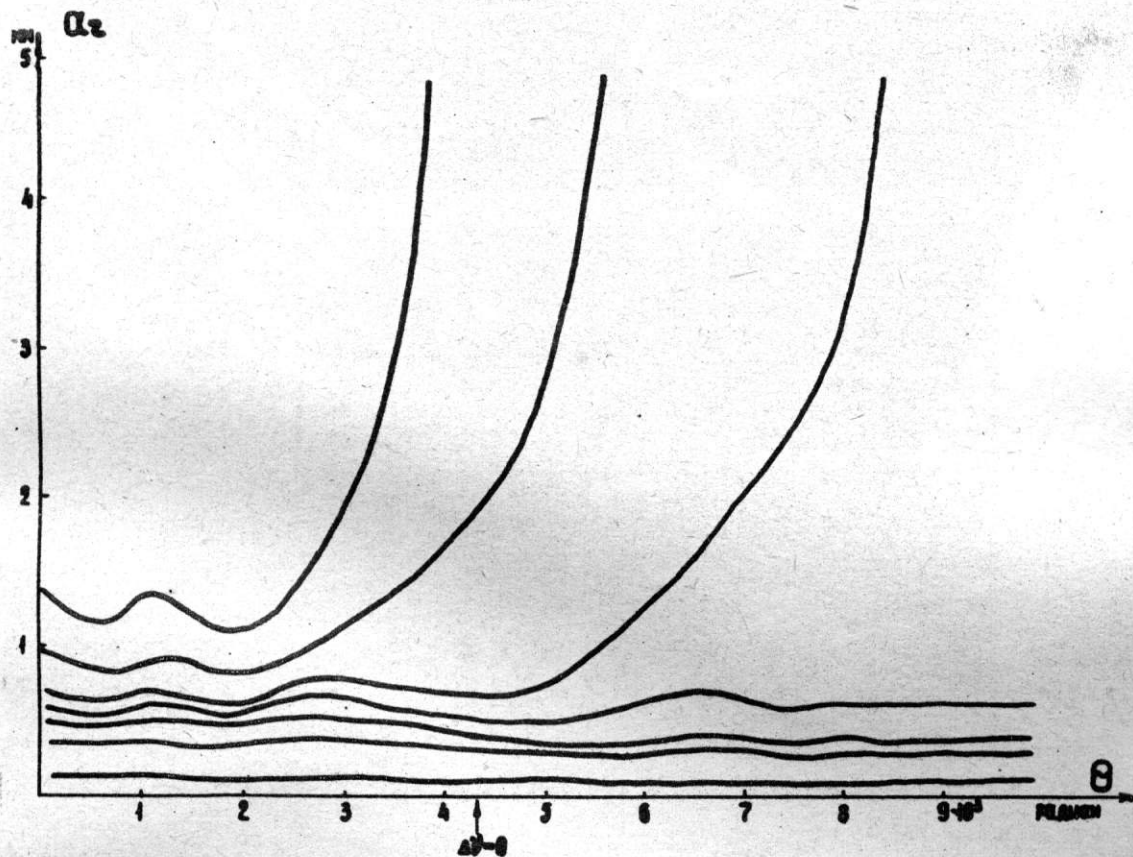


Рис. 4. Результаты расчета динамики частицы при

разных начальных амплитудах ($\frac{d\nu}{d\theta} = 5 \cdot 10^{-7}$;

$$U = 0,2; \quad \frac{\partial \nu_r}{\partial I_r} = 5)$$

Проявление синхротатронных резонансов противоречит исходным предпосылкам работы [5], где делается попытка вычислять потери частиц при многократном пересечении резонанса из-за периодического радиального движения посредством решения уравнения диффузии.

Одновременно с резонансом $\nu_r = \frac{2}{3}$ происходило пересечение резонанса $\nu_z = \frac{3}{4}$, для которого амплитуда возмущающей "силы" такая, что область автофазировки не превышает $\frac{1}{20}$ аксиальной апертуры. Потери на этом резонансе удавалось обнаружить только в том случае, когда аксиальный размер делали порядка апертуры.

Увеличение аксиального размера не влияет на потери на резонансе $\nu_r = \frac{2}{3}$, а радиального → на потери на резонансе $\nu_z = \frac{3}{4}$.

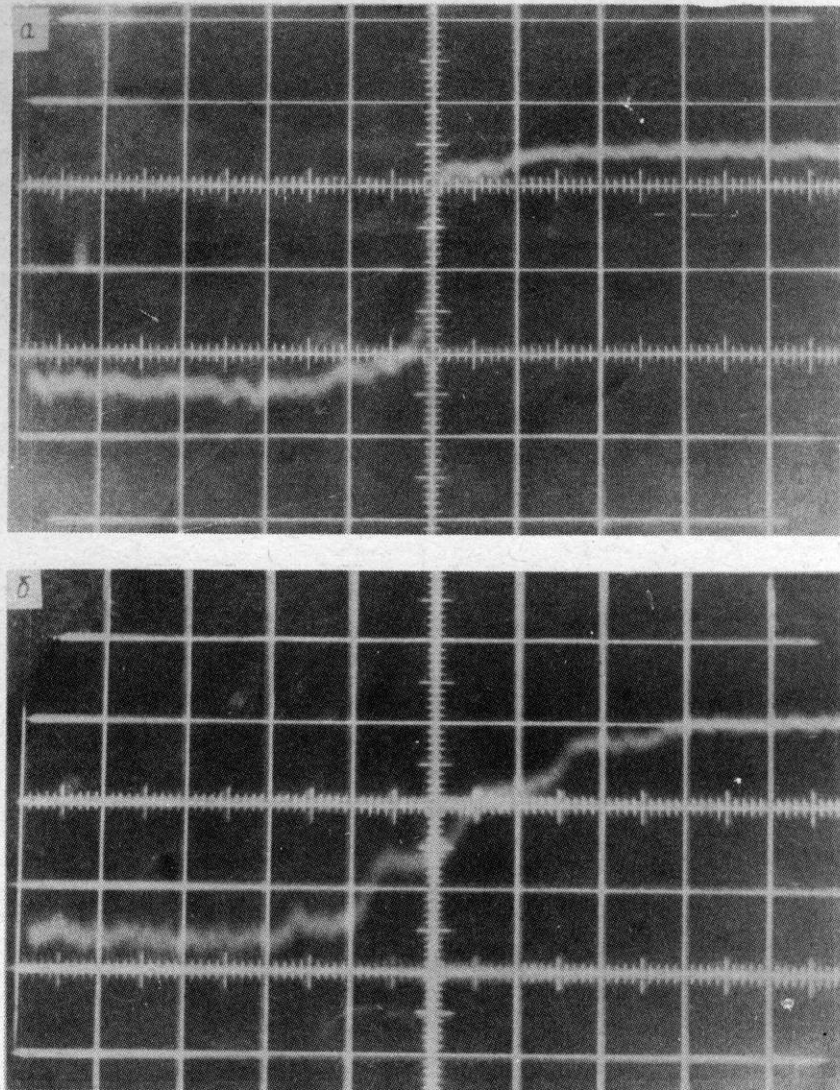


Рис. 5. Осциллограммы потерь частиц для естественного (а) и увеличенного (б) фазовых размеров ($\frac{d\nu}{d\theta} = 10^{-8}$)

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.А. Абрамян и др. Труды Международной конференции по ускорителям, Дубна, 1963, стр. 1065.
2. А.А. Коломенский, А.Н. Лебедев. Теория циклических ускорителей. Физматгиз, М. 1962 г.
3. Я.С. Дербенев, С.И. Мишнев, А.Н. Скринский. Атомная энергия, 1966, 20, 215.
4. В.И. Котов, А.Б. Кузнецов, Н.Б. Рубин. Труды Международной конференции по ускорителям, Дубна, 1963 г., стр. 844.
5. П.Р. Зенкевич, ПТЭ, 1967, № 1, 24.
6. Ю.Ф. Орлов, ЖЭТФ, 1957, 32, 130.

181. ВЛИЯНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТЕЙ НА БЕТАТРОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ
В НАКОПИТЕЛЕ *

Г.Н. Кулипанов, С.И. Мишнев, С.Г. Попов, Г.М. Тумайкин (Институт ядерной физики СО АН СССР)

Электронный пучок в накопителе является почти идеальной моделью для изучения характерных особенностей осциллятора с малой нелинейностью. Вблизи резонансов в такой системе, благодаря своеобразному механизму автофазировки, возникает область устойчивых амплитуд и фаз, испытывающих биения относительно некой равновесной точки [1]. Изучение таких областей автофазировки представляет самостоятельный интерес. Однако для накопителей такое изучение необходимо для понимания поведения пучка вблизи нелинейных резонансов, для объяснения эффектов, возникающих при взаимодействии пучков при встрече.

Эксперименты, описанные в данной работе, были сделаны на электронном накопителе ВЭП-1 [2]. Изучались области автофазировки вертикальных бетатронных колебаний на линейном резонансе, возбуждаемом резонансной раскачкой пучка на частоте $f \sim f_0(1-\nu_z)$ и на нелинейном резонансе $4\nu_z = 3$, возбуждаемом 3 гармоникой кубической нелинейности магнитного поля.

Для экспериментов использовалась одна накопительная дорожка. Параметры магнитной системы ν_z , $\frac{\partial \nu_z}{\partial r}$, $\frac{\partial \nu_z}{\partial a_z^2}$ точно измерялись и с помощью специальных обмоток могли изменяться в следующем диапазоне: $\nu_z = (7,5 \pm 4) \cdot 10^{-2}$,

$$\frac{\partial \nu_z}{\partial r} = (3,5 \pm 1,5) \cdot 10^{-2} \frac{1}{\text{см}} ; \quad \frac{\partial \nu_z}{\partial a_z^2} = (4 \pm 3,5) \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{см}^2}.$$

Для резонанса $4\nu_z = 3$ важно знать не только постоянную составляющую $\left(\frac{\partial \nu_z}{\partial a_z^2}\right)_0$,

но и третью гармонику этой нелинейности. Ввиду особенностей конструкции магнита ВЭП-1 (два С-образных магнита, имеющих общий участок с $\pi = 0$, который можно рассматривать как 0-образный магнит) азимутальная зависимость $\frac{\partial \nu_z}{\partial a_z^2}$ имеет вид, показанный на рис. 1. Поэтому третья гармоника кубической нелинейности связана с постоянной составляющей соотношением $\left(\frac{\partial \nu_z}{\partial a_z^2}\right)_3 = 0,25 \left(\frac{\partial \nu_z}{\partial a_z^2}\right)_0$.

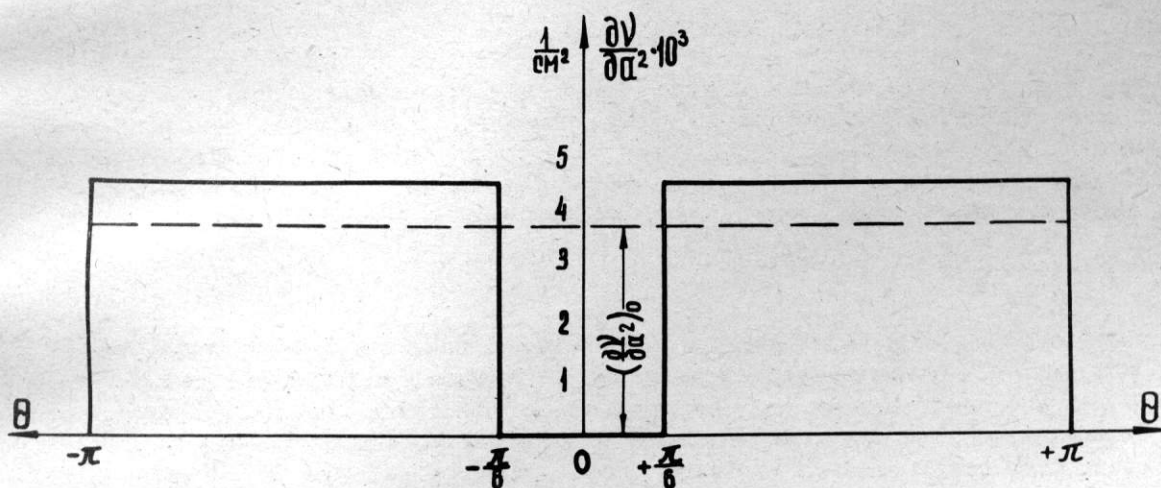


Рис. 1. Азимутальное распределение величины $\frac{\partial \nu_z}{\partial a_z^2}$ в накопителе ВЭП-1

Эксперименты проводились на $E = 125$ Мэв. Характерное время затухания $\tau_z = 45$ мсек. Давление остаточного газа $P = 4 \times 10^{-8}$ мм рт.ст. Время жизни пучка $\tau = 600$ сек.

С помощью специальной оптической системы [3], используя синхротронное излучение, можно было получить осциллограммы распределения плотности пучка в радиальном, вертикальном и продольном направлениях. Имелась система [4], позволяющая увеличивать поперечные и продольный размеры.

2. Следуя работе [5], будем описывать поведение частицы вблизи резонанса следующими уравнениями

$$\frac{da^2}{d\theta} = - \frac{\partial H}{\partial \phi} = B \sin q\phi \quad (1)$$

$$\frac{d\phi}{d\theta} = \frac{\partial H}{\partial a^2} = \nu - \frac{P}{q} + \frac{\partial \nu}{\partial a^2} a^2 + \frac{1}{q} \frac{dB}{da^2} \cos q\phi, \quad (2)$$

где a - амплитуда бетатронных колебаний, θ - азимутальный угол, ν - частота бетатронных колебаний, $\psi = \nu\theta + \phi_0$ - фаза бетатронных колебаний, $\phi = \psi - \frac{P}{q}\theta$ - медленная фаза, p, q - целые числа, $\frac{\partial \nu}{\partial a^2}$ - кубическая нелинейность, $B(a^2)$ - мощность резонанса.

Для линейного резонанса $B(a^2) = \frac{\sin \frac{L}{2R}}{\pi} \frac{eU_0}{E} \frac{R^2 a}{d \nu}$, где U_0 - амплитуда напряжения раскачки, E - энергия электронов, R - радиус обращения, d - расстояние между пластинами, L - длина пластин раскачки по азимуту.

Для резонанса $4\nu_z = 3$ мощность резонанса $B(a^2) = \frac{1}{48\nu_z} \left(\frac{\partial^2 n}{\partial r^2} \right)_3 a^4 = \frac{1}{3} \left(\frac{\partial \nu}{\partial a_z^2} \right) a^4$,

где n - показатель спада магнитного поля, z, r - вертикальная и радиальная координаты.

3. Основными характеристиками области автофазировки являются равновесная фаза ϕ_0 и равновесная амплитуда a_0 , ширина области автофазировки Δa и частота малых фазовых колебаний возле положения равновесия $\nu\phi$. Целью эксперимента является измерение этих параметров для линейного резонанса и резонанса $4\nu_z = 3$ и сравнение результатов с расчетными величинами.

а) Равновесная амплитуда и фаза

На рис. 2 показаны фотографии пучка вблизи исследуемых резонансов и осциллограммы распределения плотности частиц в вертикальном направлении. Отчетливо видны устойчивые области вблизи нулевой амплитуды колебаний и вблизи большой амплитуды a_0 . Зависимость a_0 от расстройки частоты $\Delta\nu = \nu - \nu_{рез}$ при разной величине кубической нелинейности показана на рис. 3. Видно, что

$$a_0^2 = \frac{\Delta\nu}{\partial \nu / \partial a^2}.$$

Существует различие в распределении плотности на линейном и нелинейном резонансах (см. рис. 2), заключающееся в том, что на нелинейном резонансе не наблюдаются частицы с координатами, промежуточными между нулевой и максимальной. Это объясняется тем, что пучок наблюдается на определенном азимуте, где фаза его бетатронных колебаний меняется по закону: $\psi = \nu_{рез} \cdot 2\pi k + \phi_0$, где k - целое число, а ϕ_0 - равновесная фаза. В случае линейного резонанса $\nu_{рез}$, вообще говоря, иррациональное число и фаза пробегает все значения от 0 до 2π . Для нелинейного резонанса $\nu_{рез} = \frac{P}{q}$ и фаза пробегает только q выделенных значений. В нашем случае $q = 4$. В месте наблюдения пучка гармоника кубичной нелинейности максимальна и отрицательна по знаку, поэтому устойчивые фазы бетатронных ко-

лебаний равны $\psi_0 = \phi_0 - 2\pi \frac{\pi}{q} = \frac{n\pi}{2}$, чему соответствуют координаты частиц в точке наблюдения $z = 0$ и $z = \pm a_0$.

На фотографии пучка вблизи резонанса $4\nu_z = 3$ (рис. 2б) частицы с координатой $z = 0$ видны как ореол вокруг центрального сгустка.

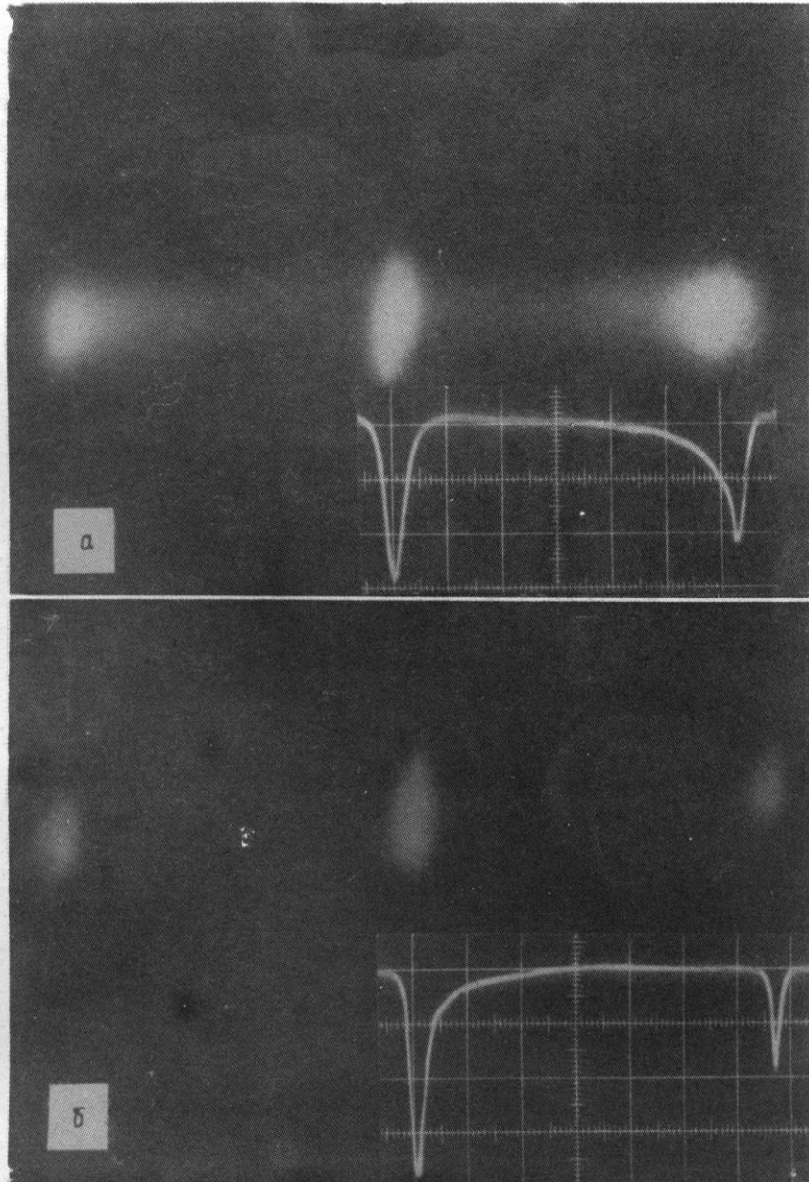


Рис. 2. Фотографии пучка и осциллограммы распределения плотности частиц в вертикальном направлении вблизи резонансов: а) линейный резонанс, б) резонанс $4\nu_z = 3$

б) Ширина области автофазировки и частота малых фазовых колебаний

Зная мощность резонанса, можно вычислить ширину области автофазировки и частоту малых фазовых колебаний по следующим формулам [5]:

$$\Delta a = \frac{1}{a_0} \left(\frac{B}{q \frac{\partial \nu}{\partial a^2}} \right)^{1/2}, \quad \nu \phi = \left(qB \frac{\partial \nu}{\partial a^2} \right)^{1/2}.$$

Эти же параметры измерялись экспериментально. Частота малых фазовых колебаний ν_ϕ измерялась методом резонансного возбуждения: использовалась модуляция частоты бетатронных колебаний с частотой ν_ϕ , либо модуляция мощности резонанса с частотой $2\nu_\phi$. Увеличение амплитуд колебаний в области автофазировки наблюдалось по диссектору.

Для линейного резонанса была измерена зависимость частоты фазовых колебаний от амплитуды напряжения раскачки при $\frac{\partial \nu}{\partial a_z^2} = \text{const}$ и зависимость ν_ϕ от $\frac{\partial \nu}{\partial a_z^2}$ при постоянной возмущающей силе (см. рис. 4). Видно, что $\nu_\phi^2 = kU_0 \frac{\partial \nu}{\partial a_z^2}$.

Абсолютные оценки $\nu_\phi^2 = qB \frac{\partial \nu}{\partial a_z^2}$ совпадают с измеренными с точностью $\sim 30\%$.

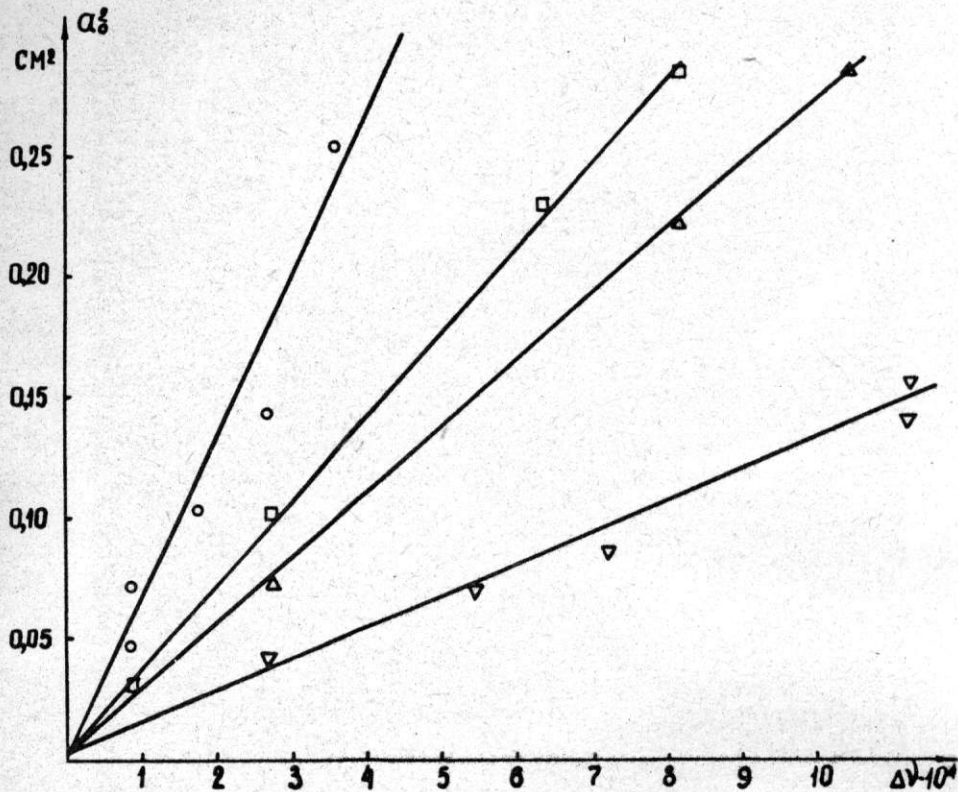


Рис. 3. Зависимость положения равновесной амплитуды от расстройки частоты для разных величин тока в окупольной обмотке: \circ - $J_{\text{окт}} = -200$ а, $\frac{\partial \nu}{\partial a_z^2} = 1,4 \cdot 10^{-3}$ см⁻²;

$$\square - J_{\text{окт}} = -100 \text{ а, } \frac{\partial \nu}{\partial a_z^2} = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2}; \Delta - J_{\text{окт}} = 0,$$

$$\frac{\partial \nu}{\partial a_z^2} = 3,6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2}; \nabla - J_{\text{окт}} = +300,$$

$$\frac{\partial \nu}{\partial a_z^2} = 6,4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2}$$

Ширина области автофазировки Δa определялась по зависимости времени жизни частиц в области автофазировки от размера пучка. Размер пучка a_0 можно было увеличивать нерезонансным способом [4] и измерять с помощью диссектора [3].

Если a_0 сравнимо с Δa , то время жизни определяется формулой

$$\tau = \tau_z \frac{\Delta H}{\Delta H_{\text{max}}} \exp\left(\frac{\Delta H_{\text{max}}}{\Delta H}\right), \quad \text{где } \tau_z - \text{время затухания,} \quad \Delta H_{\text{max}}/\Delta H = 2(\Delta a)^2/a^2.$$

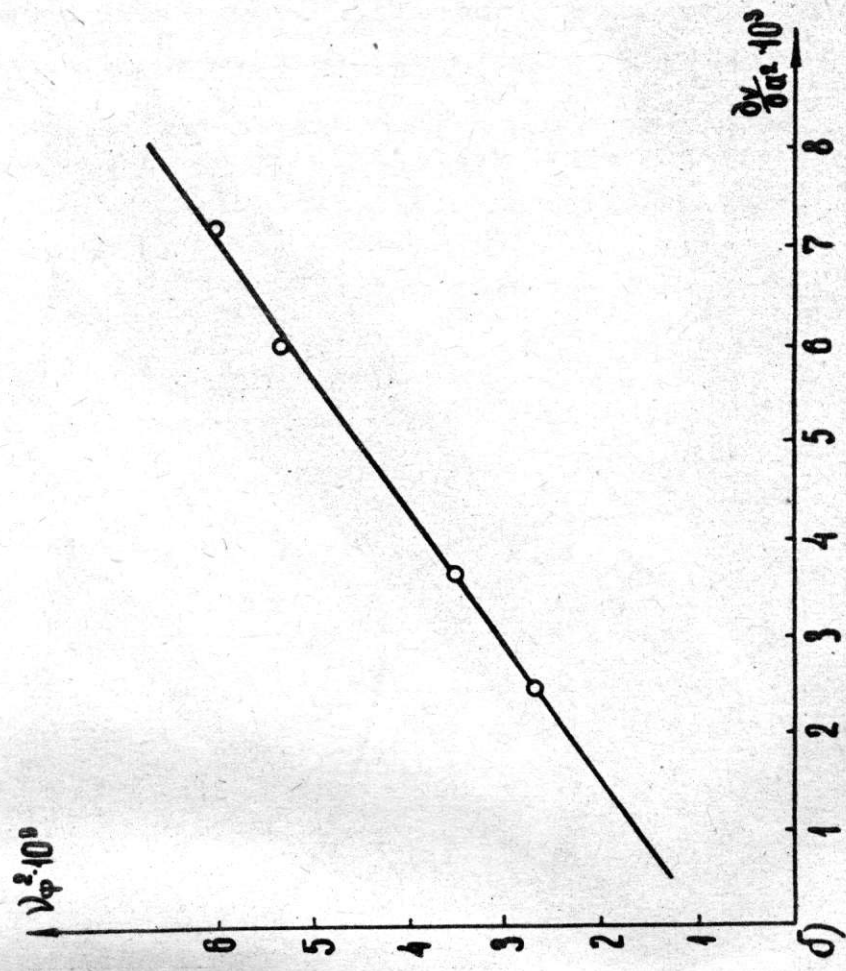
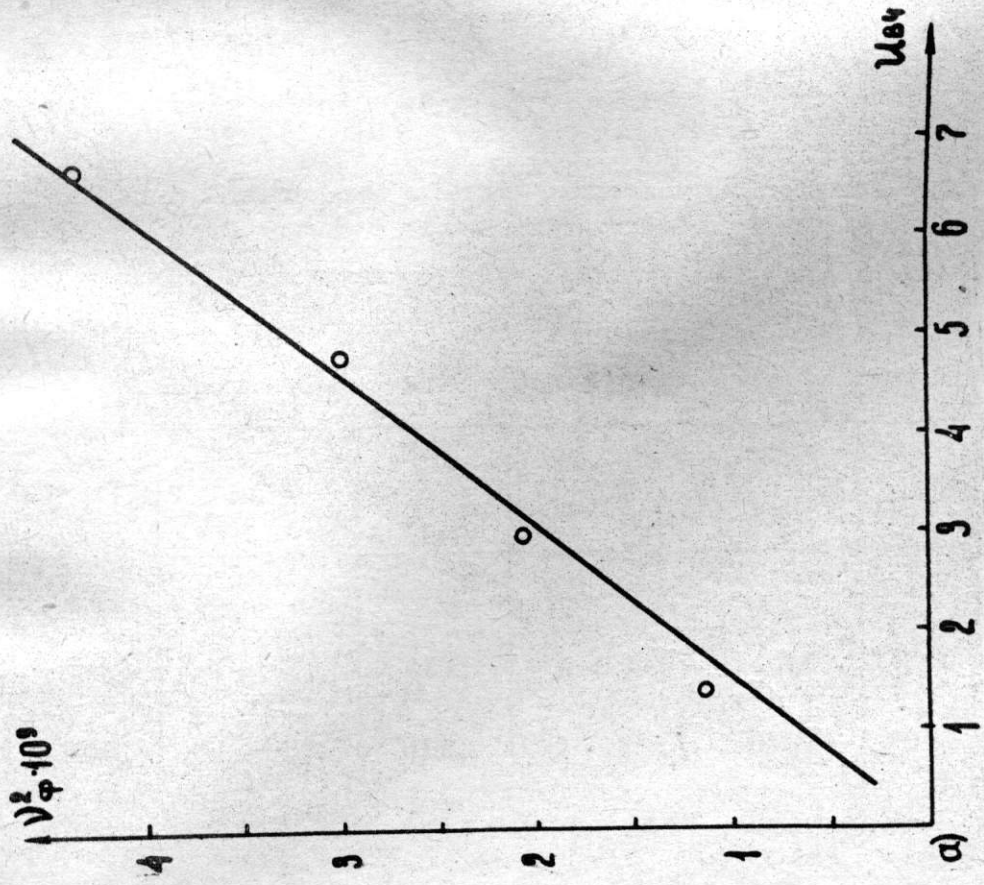


Рис. 4. Зависимость частоты малых фазовых колебаний: а) от амплитуды напряжения раскачки при $\frac{d\nu}{d\alpha^2} = 3,8 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2}$, б) от кубической нелинейности при $U_{в.ч.} = 6,2 \text{ в.}$

Зависимость времени жизни от размера пучка показана на рис. 5. Одновременно измерялась частота малых фазовых колебаний ν_ϕ . По измеренным величинам Δa и ν_ϕ можно независимо вычислить мощность резонанса. Отношение этих величин $\frac{1}{q} \frac{\nu_\phi}{\Delta a} = a_0 \frac{\partial \nu}{\partial a^2}$ не зависящее от мощности резонанса, позволяет судить о точности измерений. Результаты измерений приведены в табл. 1, где приводится также расчетное значение мощности. Измерения проводились при $a_0 = 0,45$ см, $\left(\frac{\partial \nu_z}{\partial a^2}\right) = 3,6 \cdot 10^{-3}$, $U_0 = 6$ вольт.

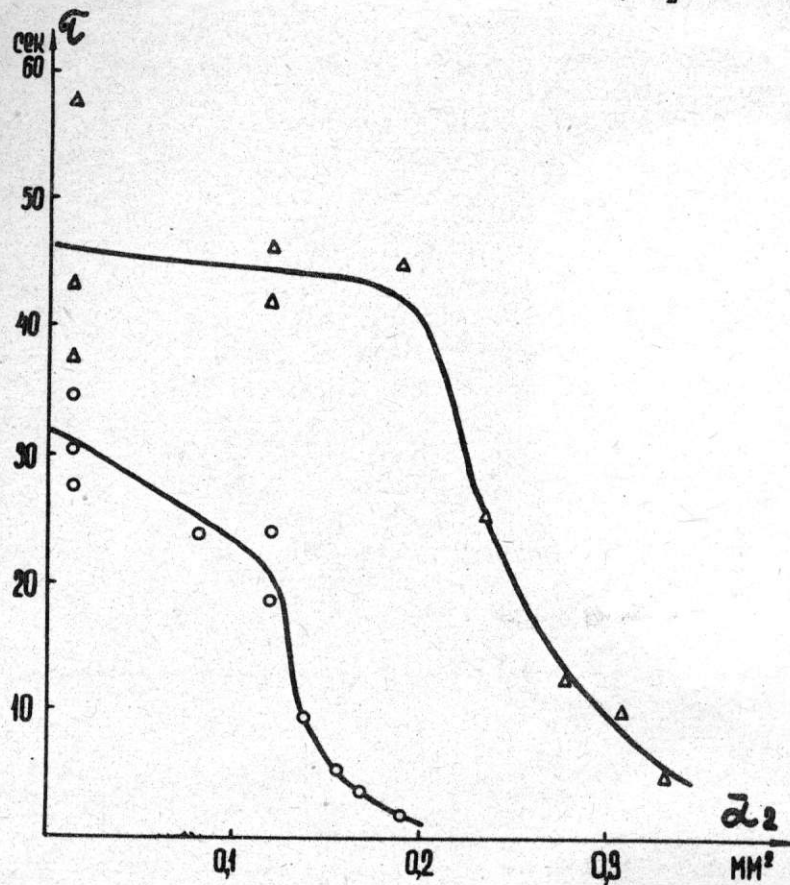


Рис. 5. Зависимость времени жизни частиц в области автофазировки от размера пучка a . Δ - линейный резонанс, \circ - резонанс $4\nu_z = 3$

Таблица 1

Расчетные и измеренные параметры области автофазировки

	Δa мм	ν_ϕ	$\frac{1}{q} \frac{\nu_\phi}{\Delta a}$	$V_{\Delta a}$	V_{ν_ϕ}	$V_{\text{расчет}}$
Линейный резонанс	0,78	$6,5 \cdot 10^{-5}$	$8,3 \cdot 10^5$	$4,3 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$
$4\nu_z = 3$	1,10	$47 \cdot 10^{-5}$	$10,7 \cdot 10^5$	$3,5 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$1,9 \cdot 10^{-5}$

Соответствие между расчетными и измеренными значениями мощности резонансов можно считать удовлетворительным, учитывая некоторые неопределенности, связанные с вычислением (азимутальное распределение $\frac{\partial v_z}{\partial a_z^2}$, учет гармоник высших нелинейностей и т.д.), а также точность измерения Δa_z .

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.В. Чириков. Диссертация, Новосибирск, 1958 г.
2. Е.А. Абрамян и др. Труды международной конференции по ускорителям, Дубна, 1963, стр. 274.
3. Э.И. Зинин. Настоящий сборник, стр. том 2, стр. 574.
4. Э.И. Зинин и др. Атомная энергия, 1966, вып. 3, стр. 220.
5. Я.С. Дербенев и др. Атомная энергия, 1966, вып. 3, стр. 217.

Г.Н. Кулипанов, С.И. Мишнев, С.Г. Попов, Г.М. Тумайкин (Институт ядерной физики СО АН СССР)

Серьезным препятствием для получения высокой светимости установок со встречными пучками является электромагнитное взаимодействие встречных сгустков между собой, приводящее к увеличению их поперечных размеров и соответствующему уменьшению светимости, а при достаточно больших интенсивностях пучков к уменьшению их времени жизни.

Настоящая работа по изучению эффектов встречи выполнена на установке со встречными электрон-электронными пучками ВЭП-1 ИЯФ СО АН СССР. Краткое описание установки, ее параметры и методы наблюдения за пучком приведены в [1,2].

Согласно результатам работ [3,4], поперечные эффекты встречи могут быть описаны как нелинейные резонансы, возникающие при условии:

$$q[\nu_{z0} + \Delta\nu_z(a_z^2)] + S[\nu_{r0} + \Delta\nu_r(a_r^2)] \pm p\nu_s = r, \quad (1)$$

где ν_{z0}, ν_{r0} - собственные частоты вертикальных и радиальных бетатронных колебаний пучка, $\Delta\nu_z(a_z^2), \Delta\nu_r(a_r^2)$ - сдвиги частот за счет нелинейности накопительной дорожки и электромагнитного поля встречного пучка, ν_s - частота синхротронных колебаний, r, q, s, p - целые числа.

При выполнении условия (1) на амплитудах бетатронных колебаний $a_z = a_{z0}, a_r = a_{r0}$ возникает область бетатронной автофазировки (ОБА), в которой могут находиться частицы пучка. Соответствующая нелинейная сила возникает из-за сильной нелинейности поперечного электромагнитного поля встречного пучка и периодичности прохождения места встречи. Для иллюстрации на рис. 1 приведены фотографии поперечного распределения частиц в пучке, сделанные на энергии 43 Мэв в рабочей области бетатронных частот. На этой энергии встречный пучок круглый в поперечном сечении, поэтому вертикальные и радиальные резонансы проявляются одинаково сильно.

Более подробное изучение эффектов встречи проведено на энергии $E = 125$ Мэв. Как правило, наблюдалось поведение при встрече на верхней дорожке под действием более интенсивного встречного пучка на нижней дорожке с током I_H . Пучки на этой энергии плоские, с характерными поперечными размерами: верхняя дорожка $2\sigma_z = 0,14$ мм, $2\sigma_r = 0,6$ мм, $2\sigma_e = 7$ см; нижняя дорожка $2\sigma_z = 0,03$ мм, $2\sigma_r = 0,6$ мм, $2\sigma_e = 7$ см; поэтому существенными оказываются только нелинейные резонансы вертикальных колебаний.

Захват частиц в ОБА при медленном прохождении резонанса имеет некоторый порог по току встречного пучка, величина которого дает возможность судить об относительной мощности резонансов.

В табл. 1 приведены пороговые токи для ряда резонансов и, для сравнения, теоретические оценки максимальных мощностей этих резонансов B_{max} (по отношению к резонансу 3/4).

Таблица 1
Пороговые токи встречного пучка для возбуждения нелинейных резонансов

Резонанс	$\nu_z = 3/4$	$7\nu_z + \nu_r = 6$	$\nu_z = 7/9$	$\nu_z = 10/13$	$\nu_z = 16/21$
$I_{H \text{ пор}}$ (ма)	0,4	0,8	1,2	2,4	8,0
$\frac{I_{\text{пор}}(3/4)}{I_{\text{пор}}}$	1	0,5	0,33	0,17	0,05
$\left(\frac{B_{max}}{B_{max}(3/4)}\right)_{\text{расчет}}$	1	0,33	0,20	0,10	0,04

На рис. 2 приведена зависимость числа частиц, захваченных в ОБА на резонансе $3/4$, от тока встречного пучка. Обращают на себя внимание следующие особенности по сравнению со случаем, когда этот резонанс обусловлен только нелинейностью магнитного поля накопительной дорожки [5]:

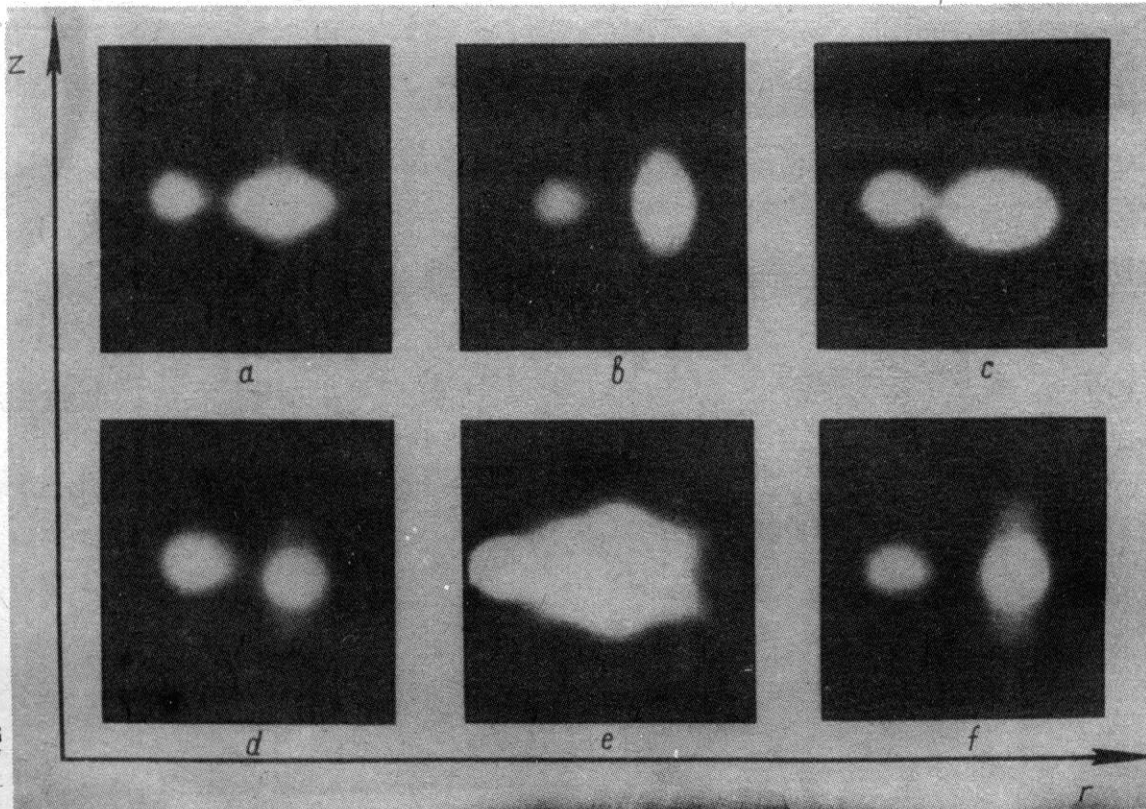


Рис. 1. Фотографии поперечного сечения пучка при встрече ($I_H = 30$ ма) на энергии 43 Мэв при различных значениях частоты бетатронных колебаний: а) $4\nu_z + \nu_s = 3$ и $3\nu_z - 2\nu_s = 2$; б) $4\nu_z + 2\nu_s = 3$; в) $3\nu_z - 3\nu_s = 2$; д) $8\nu_z + 3\nu_r = 8$; е) $\nu_z + 5\nu_r = 4$; ф) $7\nu_z + \nu_r = 6$

- 1) в ОБА легко захватывается большое количество частиц (до 100%);
- 2) гораздо сильнее проявляются синхробетатронные резонансы. Если без встречного пучка с трудом наблюдается первый синхробетатронный резонанс, то со встречным пучком виден захват в резонансы до пятого порядка включительно. Иногда удается наблюдать дополнительный синхробетатронный резонанс на частоте, отстоящей от основной не на $n \frac{\nu_s}{4}$, как обычно, а на $\frac{\nu_s}{8}$;

3) время жизни в ОБА основного резонанса $3/4$ с амплитудой $a_0 = 4,5$ мм, резко падает при токе встречного пучка $I_H \approx 25$ ма.

Объяснение этих эффектов следует искать в особенностях электромагнитного поля встречного пучка по сравнению с полем накопительной дорожки.

1. Мощность резонанса $V(a^2)$ на амплитудах колебаний, сравнимых с размером пучка, обусловленная встречным пучком, велика по сравнению с мощностью от поля накопительной дорожки, что должно способствовать затягиванию в резонанс на начальном этапе (рис. 3). На достаточно больших амплитудах $a_0 \approx 4 + 5$ мм преобладает мощность от поля накопительной дорожки, и там параметры ОБА, как подтверждают измерения, не отличаются от случая без встречного пучка.

2. Синхробетатронные резонансы возникают при частотной модуляции действующей нелинейной силы; мощность их пропорциональна $J_n\left(\frac{\omega \nu}{\nu_s/q}\right)$, где J_n - функции Бессе-

ля n -ного порядка, $\delta\nu$ - девиация бетатронной частоты за счет радиально-фазовых колебаний, $\nu_s = 5 \cdot 10^{-3}$ - частота этих колебаний; q - порядок резонанса [7]. Сдвиг бетатронной частоты за счет поля встречного пучка $\Delta\nu_{\text{встр}}$ зависит от радиального положения частицы, поэтому происходит модуляция как на первой гармонике частоты синхротронных колебаний (из-за расхождения орбит по радиусу в месте встречи, что является особенностью установки ВЭП-1), так и на второй гармонике (что особенно характерно для установок с одной накопительной дорожкой). Величина девиации частоты на первой гармонике ν_s порядка $\delta\nu_{\text{встр}} \sim (\Delta\nu_{\text{встр}})_{\text{max}} = 3,3 \cdot 10^{-3} I_H$ (ма) и того же знака, что и за счет квадратичной нелинейности поля накопительной дорожки: $\delta\nu_{\text{дор}} = 10^{-3}$. Уже при встречном токе $I_H = 2$ ма девиация частоты $\delta\nu = 7 \cdot 10^{-2}$, достаточно велика, чтобы иметь значительные мощности (0,3-0,5 от максимальной) на синхробетатронных резонансах $4 \div 5$ порядков.

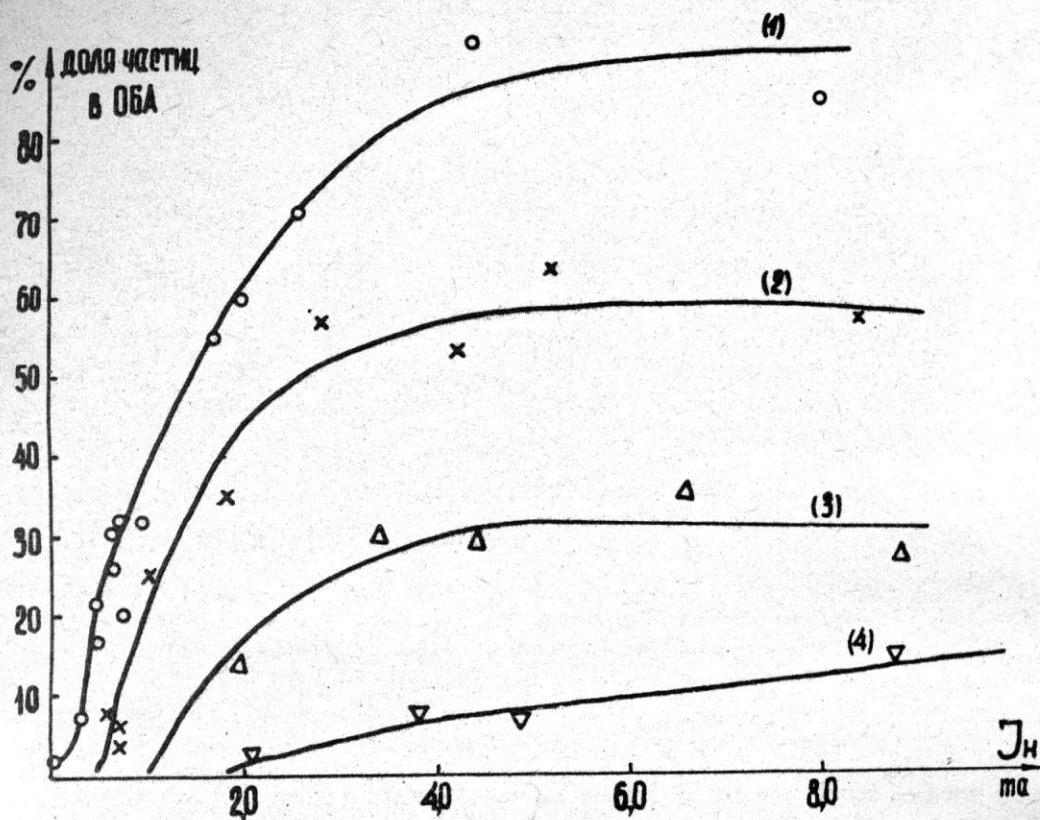


Рис. 2. Доля частиц, захваченных в ОБА, в зависимости от тока встречного пучка I_H : (1) - основной резонанс $4\nu_z = 3$; (2) $4\nu_z - \nu_s = 3$; (3) $4\nu_z - 2\nu_s = 3$; (4) $4\nu_z - 3\nu_s = 3$

Существует также амплитудная модуляция действующей силы на первой и второй гармониках ν_s .

Время жизни частиц в ОБА синхробетатронных резонансов мало как со встречным пучком, так и без него ($\tau_{c-\delta} \approx 0,2$ сек на первом синхробетатронном резонансе). Однако практически всегда существуют флуктуации частоты бетатронных колебаний, связанные с флуктуациями тока, питающего магнит накопителя (для ВЭП-1 $\Delta\nu_z = \pm 10^{-3}$ без специальной стабилизации); при этом резонанс проходит многократно и в ОБА может существовать в среднем большое число частиц.

3. Уменьшение времени жизни в ОБА на основном резонансе $3/4$, по-видимому, можно объяснить эффектом уменьшения мощности основного резонанса при сильной частотной модуляции действующей силы за счет встречного пучка, как это сделано в [5].

Кроме затягивания частиц в ОБА вблизи нелинейных резонансов не слишком высокого порядка, наблюдается увеличение поперечного (вертикального) размера пучка в

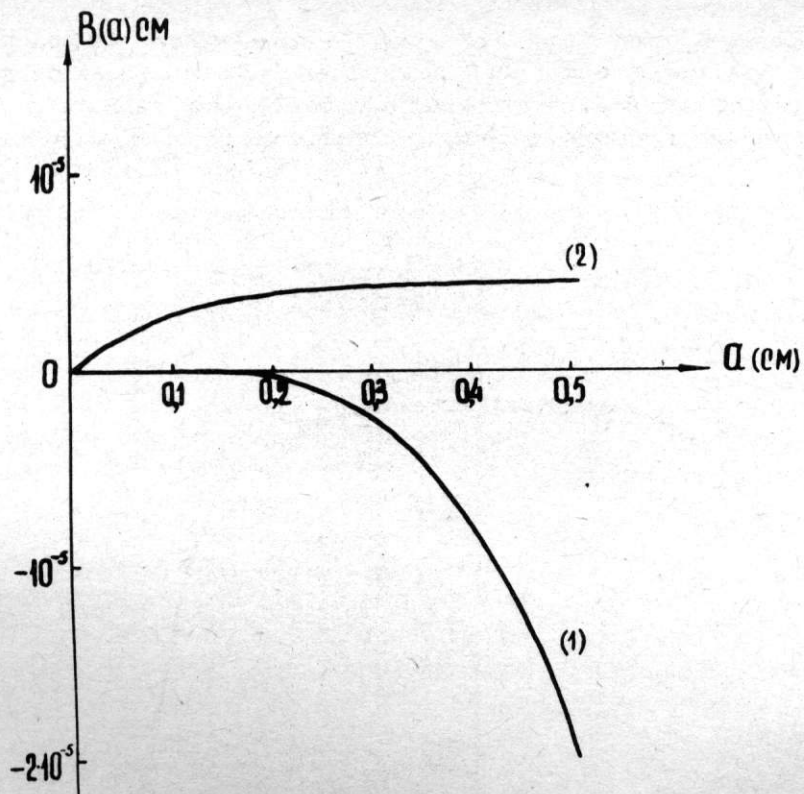


Рис. 3. Зависимость мощности резонанса $4\nu_z = 3$ от амплитуды бетатронных колебаний: (1) - нелинейное поле накопительной дорожки; (2) - встречный пучок ($I_H = 12$ ма)

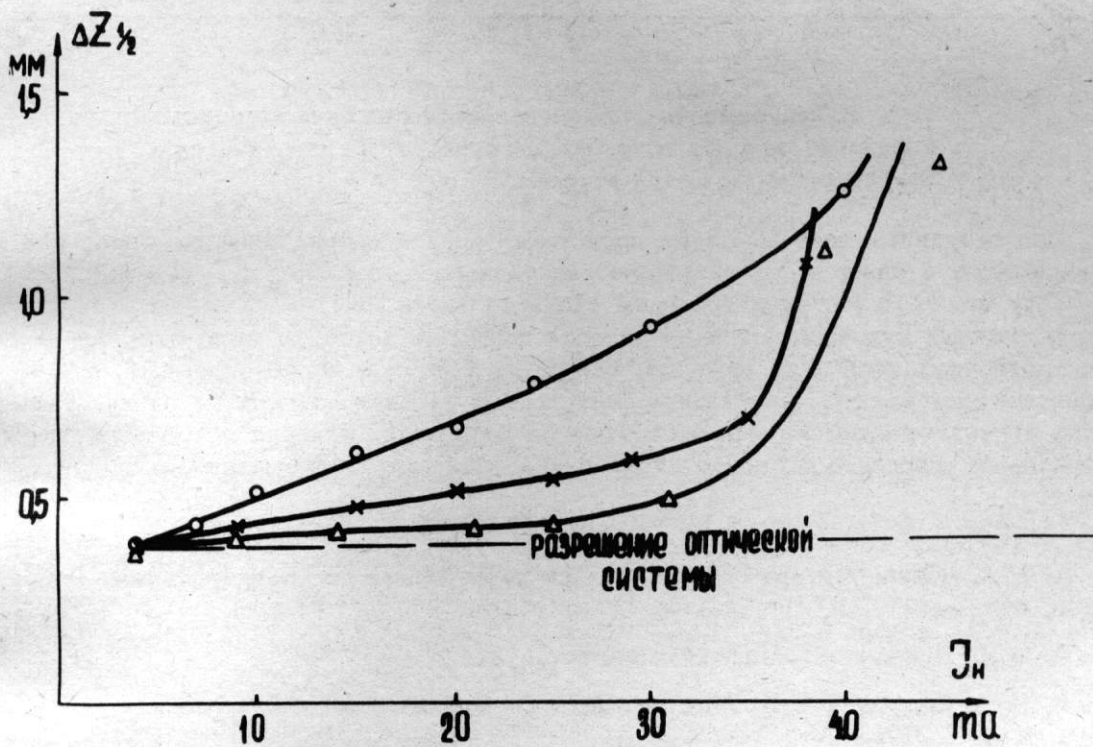


Рис. 4. Зависимость вертикального размера пучка при различных частотах его бетатронных колебаний от тока встречного пучка: 1) $\circ-\circ$ $\nu_z = 0,756$; $\nu_r = 0,655$; 2) $\Delta-\Delta$ $\nu_z = 0,769$; $\nu_r = 0,641$; 3) $\times-\times$ $\nu_z = 0,778$; $\nu_r = 0,630$

присутствии встречного пучка (рис. 4). Заметное увеличение размера наступает уже при малых токах встречного пучка I_H ; порог этого эффекта (если он вообще существует) не зависит от частоты бетатронных колебаний, что, видимо, не дает возможности объяснить эффект влиянием ближайшего сильного резонанса (3-4 порядков).

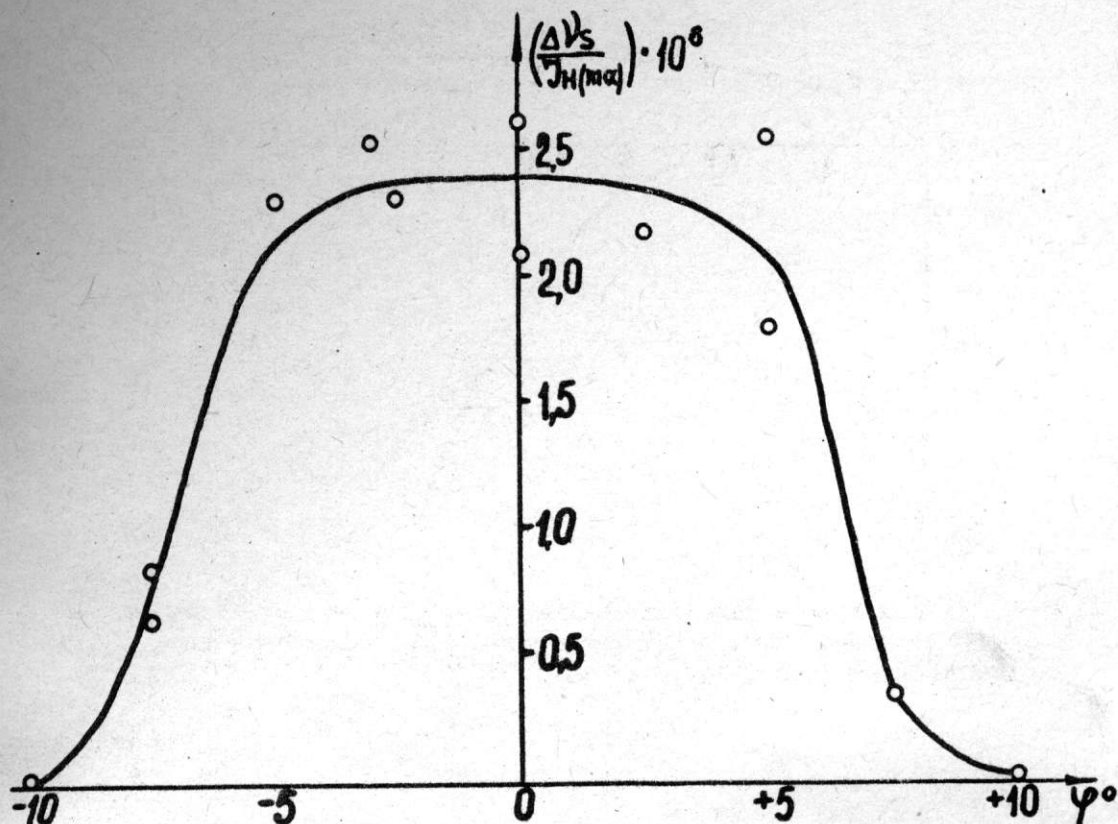


Рис. 5. Зависимость изменения частоты синхротронных колебаний за счет встречного пучка от разведения пучков по фазам в месте встречи

При встречном токе 30-35 ма происходит резкое возрастание размера; при этом максимальный сдвиг частоты за счет встречного пучка $(\Delta\nu_{\text{встр}})_{\text{max}} = 3,3 \cdot 10^{-3} I_H(\text{ма}) \approx 0,1$, что соответствует критерию стохастичности [6].

Встречный пучок влияет и на фазовое движение частиц в частности, на частоту синхротронных колебаний (рис. 5). Однако, эффект мал и, по-видимому, может быть объяснен изменением радиальной фокусировки за счет встречного пучка. Таким образом, не подтверждается вывод работы [3] о сильном влиянии встречного сгустка на продольное движение в случае пересечения орбит или расхождения их по радиусу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.А. Абрамян и др. Международная конференция по ускорителям, Дубна, 1963, стр. 274.
2. Э.И. Зинин. Настоящий сборник стр. том 2, стр.574.
3. Я.С. Дербенев, С.И. Мишнев, А.Н. Скринский. "Атомная энергия", 1966, т.20, вып. 3, стр. 217.
4. А.Н. Довбня, С.Г. Кононенко, В.А. Шендрик, Ю.Н. Григорьев., VI Межвузовская конференция по электронным ускорителям, Томск, 1966 г, стр. 60
5. Г.Н. Кулипанов, С.И. Мишнев, С.Г. Попов, Г.М. Тумайкин. Настоящий сборник, стр. том 2, стр.379.
6. E.D. Courant, IEEE Trans. on Nuclear Science, 1965, v NS-12, №3, p. 550.
7. Ю.Ф. Орлов, ЖЭТФ, 1957, 32, 130.

183. ПОПЕРЕЧНЫЕ КОГЕРЕНТНЫЕ РЕЗОНАНСНЫЕ ЭФФЕКТЫ В НАКОПИТЕЛЯХ

Я.С. Дербенев, Н.С. Диканский (Институт ядерной физики СО АН СССР)

Взаимодействие пучка заряженных частиц с внешней системой, имеющей конечную добротность, может приводить как к раскачке, так и к затуханию когерентного движения частиц. В имеющихся к настоящему времени по этому вопросу работах [1,2] не рассматривался подробно случай резонансов, когда взаимодействие становится наиболее интенсивным.

В настоящей работе исследуется динамика малых когерентных возбуждений пучка вблизи резонансов $\omega_k + m\omega_{\beta} = n\omega_0$. Здесь ω_k – собственная частота резонатора, ω_{β} – бетатронная частота, ω_0 – частота обращения, m и n – целые числа. Для исследования движения вблизи резонанса можно применять метод усреднения, рассматривая колебания поля резонатора и частиц пучка как систему осцилляторов со связью. Исходя из общих свойств резонансов связи [3], появление неустойчивостей можно ожидать только в случае суммовых резонансов ($m > 0$). В работе получены оценки порогов возникающих неустойчивостей. Рассмотрение разностного резонанса представляет интерес с точки зрения получения быстрого затухания когерентных возбуждений. В работе сделаны оценки декрементов и получены условия, при которых взаимодействие предотвращает переход энергии когерентного возбуждения пучка в тепловую. Будем исходить из гамильтониана вида:

$$H = \omega_{i\beta} I_i + \sum_k \frac{P_k^2 + \omega_k^2 Q_k^2}{2} - e Q_k \vec{A}_k \vec{v} + e \varphi,$$

где: $\omega_{i\beta}$ – частота, I_i – действие бетатронных колебаний, P_k и Q_k – канонические переменные осцилляторов поля, A_k – собственные функции резонатора, \vec{v} – скорость частицы, φ – скалярный потенциал, координата частицы через действие и фазу выражается следующим образом

$$z = a \cos(\omega_{i\beta} t + \varphi_i) = \sqrt{\frac{2I_i}{m\omega_{i\beta}}} \cos\psi, \quad \psi = \omega_{i\beta} t + \varphi_i, \quad \int A_k^2 dv = 4\pi.$$

В случае резонанса $\omega_k + m\omega_{i\beta} = n\omega_0$ удобно перейти к медленным переменным $\Phi_i = \varphi_i + \frac{e}{m} t + \frac{n\varphi_c}{m}$, $q = \frac{\omega_k Q_k - iP}{\sqrt{a\omega_k}} e^{-i\omega_k t}$, $p = -iq^*$.

Здесь $\varepsilon = m\omega_{i\beta} + \omega_k - n\omega_0$, φ_c – медленная фаза синхротронных колебаний. Тогда усредненный гамильтониан в новых переменных имеет вид:

$$H = \frac{e_i}{m} I_i + (pe^{im\phi_i} - iqe^{-im\phi_i}) V(I) + V_0(I), \quad (1)$$

где $V(I)$ равно:

$$V(I) = \left| \frac{V_{mn}}{\sqrt{2\omega_k}} \right| = \left| \frac{e}{\sqrt{2\omega_k}} \int \vec{V}_k e^{in\theta - im\psi} \frac{d\theta}{2\pi} \frac{d\psi}{2\pi} \right|, \quad \theta = \omega_0 t + \varphi_c.$$

Отсюда с учетом трения получаем уравнения движения:

$$\begin{aligned} \dot{p} &= -\langle i e^{-im\phi} V(I) \rangle (\lambda_{kp}) \\ \dot{q} &= -\langle e^{im\phi} V(I) \rangle (\lambda_{kq}) \end{aligned} \quad (2)$$

где $\langle \rangle$ означает усреднение по распределению частиц пучка $f = f(I, \phi, t)$, которая удовлетворяет уравнению:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \{H; f\} = 0.$$

Считая возмущения малыми $f = f_0(I) + \tilde{f}(I, \phi, t)$ и предполагая, что $\tilde{f} \sim e^{-i\omega t}$ получаем дисперсионное уравнение:

$$1 + \frac{mN}{\omega + i\lambda_k} \left\langle \frac{\partial}{\partial I} \frac{V^2(I)}{\omega - \varepsilon} \right\rangle = 0, \quad (3)$$

где N - число частиц.

Отметим, что из-за того, что рассматривается резонанс, возможен переход к медленному переменному и поэтому кинетическое уравнение для сбунчированного пучка не отличается от уравнения для пучка не сбунчированного. Сначала рассмотрим решение уравнения (3) без разброса по частотам бетатронных колебаний. Тогда дисперсионное уравнение имеет вид:

$$(\omega + i\lambda_k)(\omega - \varepsilon + i\lambda) + mN \langle V^2(I) \rangle = 0, \quad (4)$$

решение которого в отсутствие диссипации следующее:

$$\omega' \pm = (\omega'_{1,2} - \varepsilon) = -\frac{\varepsilon}{2} \pm \sqrt{\frac{\varepsilon^2}{4} - mN \langle V^2 \rangle} = -\frac{\varepsilon}{2} \pm \frac{\Omega}{2} \quad (5)$$

$(\omega'_{1,2} - \varepsilon)$ - сдвиг частоты пучка.

Заметим, что величина $V^2(I)$ выражается через импеданс резонатора следующим образом:

$$V^2(I) = \frac{V_e \omega_0^2 \lambda_k}{4\pi^2 \omega_0 \omega_k \gamma} \frac{\partial}{\partial a^2} \left[V_\theta^2 Z_{kmp}^{\theta\theta} + \frac{a^2 \omega_0^2}{4} Z_{kmp}^{zz} + a \omega_0 V_\theta Z_{kmp}^{\theta z} \right].$$

Общим решением является суперпозиция нормальных колебаний, а Ω имеет смысл частоты фазовых колебаний или частоты биений амплитуд. Нетрудно видеть, что для $m < 0$ решения (5) всегда действительны, в то время как для $m > 0$ т.е. суммового резонанса возможно неустойчивое решение, если $\varepsilon^2 < 4mN \langle V^2 \rangle$. Эту неустойчивость мы называем динамической.

Отметим, что для $m > 1$ неустойчивость может возникать при достаточно больших размерах пучка, как и должно быть при мультипольных неустойчивостях.

Диссипация в равностном резонансе приводит к затуханию, в то время как в суммовом возникает неустойчивость, если

$$\Omega^2 + 4\lambda_k \lambda < \varepsilon^2 \left(\frac{\lambda_k - \lambda}{\lambda_k + \lambda} \right)^2.$$

Неустойчивость при $\Omega^2 > 0$, появляющаяся из-за трения, назовем диссипативной. Если $(\lambda - \lambda_k)^2 \ll \Omega^2$ действительная часть решения уравнения (4) не отличается от (5), а мнимая имеет вид:

$$\text{Im}(-\omega) = \frac{\lambda}{2} \left(1 \pm \frac{|\varepsilon|}{\Omega} \right) + \frac{\lambda_k}{2} \left(1 \mp \frac{|\varepsilon|}{\Omega} \right). \quad (6)$$

В обратном предельном случае $(\lambda - \lambda_k)^2 \gg \Omega^2$

$$\begin{aligned} (\omega_{1,2} - \varepsilon) = & -\frac{\varepsilon}{2} \pm \varepsilon \left(1 - \frac{mN \langle V^2 \rangle}{(\lambda - \lambda_k)^2} \right) - \\ & -i \left[\frac{\lambda + \lambda_k}{2} \pm \left(\frac{|\lambda - \lambda_k|}{2} + \frac{mN \langle V^2 \rangle}{(\lambda - \lambda_k)^2} \right) \right]. \end{aligned}$$

В равностном резонансе представляет интерес рассмотреть случай $\lambda = 0$, (т.е. случай когда затухание в пучке вносится связью с резонатором). Очевидно, что максимальный декремент затухания коллективных возбуждений пучка равен $\lambda_k/2$ при $|\varepsilon| \ll \Omega$, т.е. при сильной связи, при этом энергия возбуждений в отсутствии разброса по частотам полностью диссипирует в резонаторе. Если же связь слабая, $|\varepsilon| \gg N |m \langle V^2 \rangle|$, то декремент зависит от числа частиц и равен $\frac{N \lambda_k m \langle V^2 \rangle}{\varepsilon^2}$

Схематические кривые зависимости δ от λ_k и N приведены на рис. 1 и 2. Разброс по частотам колебаний в пучке приводит к тому, что часть энергии коллективного движения переходит в тепловую энергию частиц. Поэтому представляет интерес рассмотреть вклад разброса в скорость затухания коллективного движения. Ясно, что вклад существенно зависит от соотношения между когерентным сдвигом частоты $\omega'_\pm = \pm \frac{\Omega}{2} \left(1 \pm \frac{|\epsilon|}{\Omega} \right)$ и шириной функции распределения Δ . Если $|\omega'| \ll \Delta$ и $\lambda_k \ll \frac{\Omega}{2}$, то характер затухания зависит от вида функции распределения и не зависит от связи с резонатором, если же $|\omega'| \gg \Delta$, то решая дисперсионное уравнение (3) получаем

$$\delta^\pm = \frac{|\omega'_\pm|}{\Omega} \left[\lambda_k + \frac{\pi N}{\frac{\partial \omega_\sigma}{\partial I}} \left(v^2 \frac{\partial f_0}{\partial I} \right) I = \frac{\omega'_\pm}{m \frac{\partial \omega_\sigma}{\partial I}} \right], \quad (7)$$

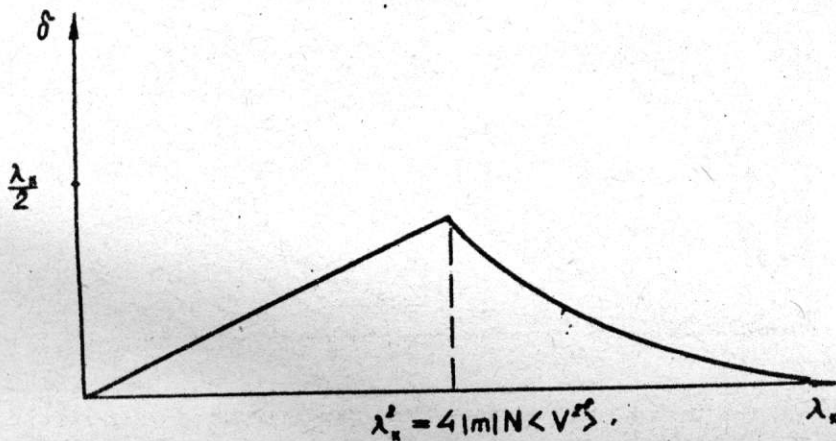


Рис. 1. Декремент затухания когерентных колебаний в разностном резонансе при $\lambda = 0$

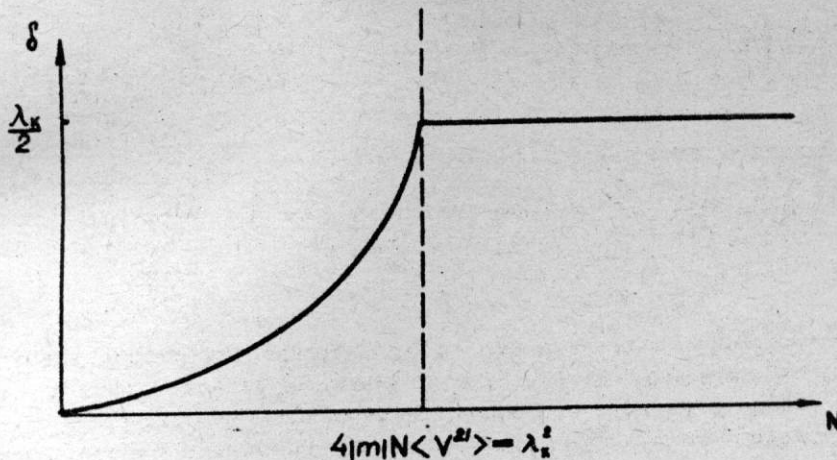


Рис. 2. Декремент затухания когерентных колебаний в разностном резонансе в зависимости от числа частиц в пучке

откуда видно, что вклад разброса существенно зависит от поведения хвоста функции распределения. При сделанных выше предположениях доля диссипированной энергии равна:

$$\eta = \lambda_k \frac{N|m| \langle v^2 \rangle}{\Omega^2} \left(\frac{1}{\delta^+} + \frac{1}{\delta^-} \right) \quad (8)$$

Для $\lambda_k \gg \Omega$ отношение $\frac{\omega'}{\delta} = \frac{|\varepsilon|}{\lambda_k}$ мало и поэтому вклад разброса будет мал, если $\delta \gg \Delta$. Надо отметить, что разброс по продольным импульсам для сбунчированного пучка не приводит к затуханию Ландау, т.к. спектр когерентных колебаний при этом дискретен и эквидистантен. Очевидно, что разброс может проявиться только из-за нелинейности синхротронных колебаний и то только на синхробетатронном резонансе.

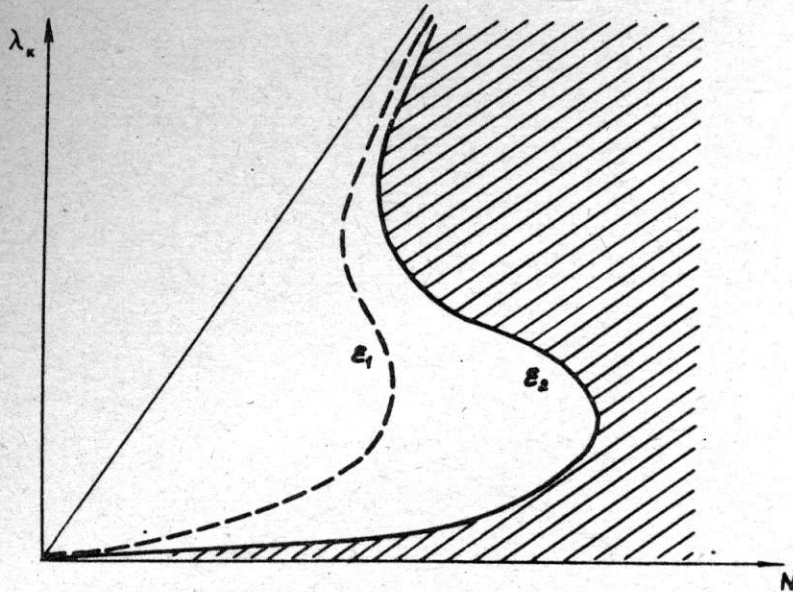


Рис. 3. Не заштрихована область устойчивости, соответствующая условию (11). Пунктиром показана граничная кривая при $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$

В суммовом резонансе мнимая часть решения дисперсионного уравнения при условии $\omega' \gg \Delta$ равна

$$\text{Im}(-\omega) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{|\varepsilon|}{\Omega} \right) \left[\lambda_k - \frac{\pi N}{\frac{\partial \omega_{\beta}}{\partial I}} \left(v^2 \left| \frac{\partial f_0}{\partial I} \right| \right) \Big|_{I = \frac{\omega'}{m \frac{\partial \omega_{\beta}}{\partial I}}} \right], \quad (9)$$

откуда легко получаем условие устойчивости при $(\lambda - \lambda_k)^2 \ll \Omega^2$

$$\frac{\pi N}{\frac{\partial \omega_{\beta}}{\partial I}} \left(v^2 \left| \frac{\partial f_0}{\partial I} \right| \right) \Big|_{I = \frac{\omega'}{m \frac{\partial \omega_{\beta}}{\partial I}}} + \frac{\omega'_+}{\omega'_-} \lambda < \lambda_k < \frac{\omega'_-}{\omega'_+} \lambda + \frac{\pi N}{\frac{\partial \omega_{\beta}}{\partial I}} \left(v^2 \left| \frac{\partial f_0}{\partial I} \right| \right) \Big|_{I = \frac{\omega'}{m \frac{\partial \omega_{\beta}}{\partial I}}} \quad (10)$$

Из (9) видно, что разброс может не только стабилизировать диссипативную неустойчивость, но и приводить к антизатуханию, которое может появляться и при $\lambda_k = \lambda = 0$.

Физический смысл этой неустойчивости легко понять из вида формулы (9): частицы хвоста функции распределения, находящиеся в резонансе отбирают энергию из резонатора, а основная часть пучка при этом затухает или раскачивается так же, как если бы в резонаторе было трение. Однако заметим, что энергия системы резонатор-пучок при этом не меняется.

В общем случае граница области устойчивости легко находится при отсутствии автофазировки в азимутальном направлении; предполагая при этом разброс только по предельным импульсам, имеем:

$$\lambda - \pi m N < v^2 > f(\omega') = 0$$

$$\bar{\varepsilon} + \omega'_+; m N < v^2 > \int_0^{\infty} dr f(r) e^{i\omega' r} = 0. \quad (11)$$

Схематическая кривая области устойчивости приведена на рис. 3. Функция распределения одногорбая и симметричная.

В заключение мы хотели бы отметить, что характер зависимости скорости затухания или раскачки как функция, числа частиц N существенно зависит от коэффициента связанности $\frac{N m \lambda_k \langle V^2 \rangle}{\epsilon^2}$. Если он мал, то инкремент и декремент $\sim N$, если он велик, то в суммовом резонансе инкремент $\sim \sqrt{N}$, а в разностном максимальный декремент $\lambda_k / 2$. Если же имеет место антизатухание Ландау, то при малом коэффициенте связанности декремент $\sim N^2$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.С. Диканский и др., Атомная энергия, 1966, т. 22, в. 3, 188.
2. В.П. Балбеков, Л.А. Коломенский. Атомная энергия, 1966, т. 20, в.3, 270.
3. А.А. Коломенский, А.Н. Лебедев, "Теория циклических ускорителей", М., 1962 г.

В.Л. Ауслендер, Н.С. Диканский, М.М. Карлинер, И.К. Седяров, А.Н. Скринский,
И.А. Шехтман (Институт ядерной физики СО АН СССР)

Как сообщалось ранее [1,2] в накопителе ВЭПП-2 были обнаружены радиальная, аксиальная и фазовая неустойчивости, а также как называемое "быстрое затухание". Эти явления, как качественно, так и количественно хорошо объясняются в работах [3,4,5]. Поэтому при проектировании новой в.ч. системы учитывались все требования, предъявляемые существующей теорией когерентной устойчивости пучков.

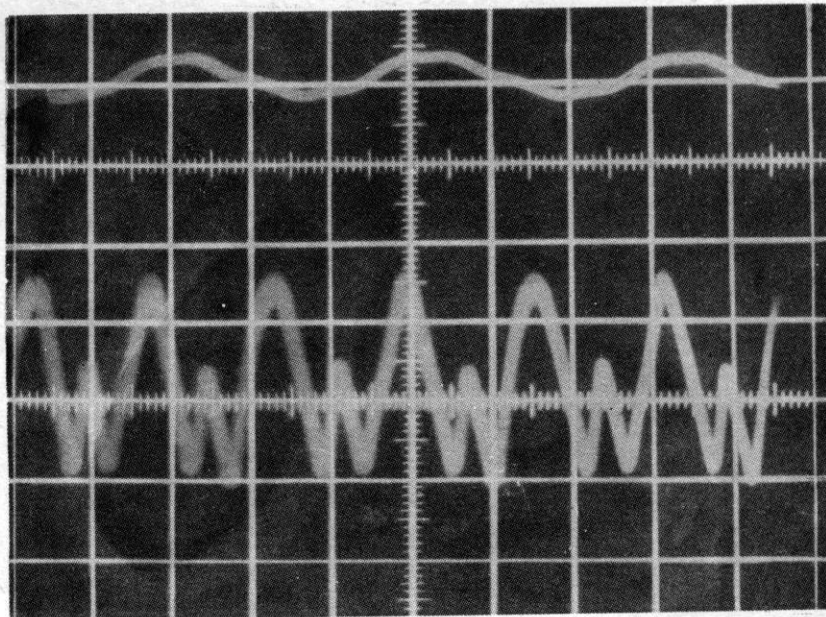


Рис. 1. Фазовая неустойчивость. Тип возбуждения квадрупольный. Вверху амплитудная, внизу фазовая модуляция частоты обращения. Сигнал с пикап-электрода

1. Одной из первых когерентных неустойчивостей, обнаруженных на ВЭПП-2 была фазовая неустойчивость. Порог неустойчивости при неблагоприятной настройке основного резонатора ~ 1 мка, а за счет "паразитного" резонатора при благоприятной расстройке основного резонатора ~ 100 мка. На установке наблюдались как когерентные возбуждения пучка, как целого, т.е. неустойчивость дипольного типа, так и мультипольное возбуждение. Квадрупольное возбуждение демонстрируется на рис.1.

Новая в.ч. система [6] позволила получить длину сгустка около 20 см на энергии 500 Мэв. Получить сгусток такой же длины на энергиях 200-300 Мэв не удавалось, т.к. всегда возникали фазовые колебания, приводившие к увеличению азимутального размера. В непосредственной близости от рабочей частоты обращения находится сильный резонанс на 26 гармонике частоты обращения, поэтому режим перехвата пучков и подъема напряжения на резонаторе с частотой $\omega_3 = 75$ мгц пришлось усложнить. Вначале резонатор ω_3 отстраивался на 6 полос при неподанном на него возбуждении, т.к. иначе происходил захват в три сепаратрисы. При этом если резонатор не сильно расстроен (~ 2 полосы), то накопленный ток возбуждает резонатор и пучок копится также в три сепаратрисы, хотя на резонатор ω_3 внешнее возбуждение не подано. С увеличением тока в дополнительных сепаратрисах когерентные потери энергии пучка в основной сепаратрисе возрастают, так что напряжения на резонаторе с частотой $\omega_1 = 25$ мгц не хватает для компенсации этих потерь и пучок сбрасывается; при этом, конечно, гибнут частицы из дополнительных сепаратрис. На экране ЭОПа хорошо видно смещение по фазе основной сепаратрисы относительно фазы в.ч. (25 мгц), а также захваченные частицы в дополнительных сепаратрисах и их гибель при числе частиц в дополнительной сепаратрисе около 50 процентов полного тока. Поэтому для того, чтобы копить электроны в одну сепаратрису, резона-

тор ω_3 отстраивался на 6 полос, а направление на резонаторе ω_1 поддерживалось 30 кв, т.е. эффективное напряжение на $f_1 = 25$ мгц ~ 7 кв. Такая настройка позволяла подстроиться в резонансный резонанс $\omega_3 + \Omega_{\phi} = 3\omega_0$, при этом когерентные фазовые колебания "резонансно быстро затухают". Максимальный накопленный ток в таком режиме около 400 ма. Дальнейшее увеличение тока пучка прекращалось из-за появления аксиальной неустойчивости, сбрасывающей часть пучка. Система пластин в накопителе осталась прежней: на внутреннем радиусе внутренней камеры накопителя расположены пластины отсоса ионов, сверху и снизу от медианной плоскости расположены пластины инфлекторов и разведения.

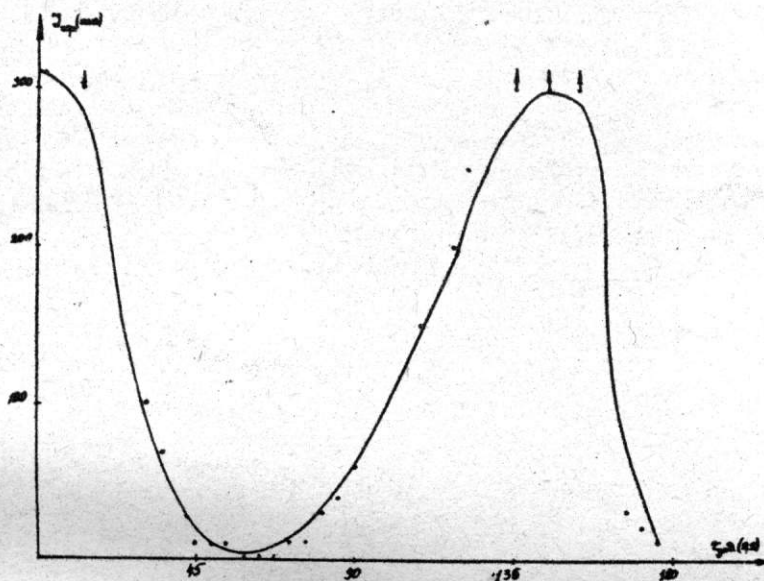


Рис. 2. Порог возбуждения радиальной неустойчивости с включенной обратной связью в зависимости от задержки

2. Радиальная неустойчивость. Это резонансная неустойчивость с порогом 2 ма e^+ и 20 ма e^- с инкрементами порядка 300 мксек дипольного типа. Непосредственная причина неустойчивости на старой системе пластин и резонаторе обнаружена не была. Поэтому для накопления больших позитронных токов была сделана система обратной связи. Ее действие иллюстрируется на рис. 2. Легко видеть, что инкремент неустойчивости пропорционален N , т.к. граница устойчивости определяется из соотношения

$$\delta = (k/2\omega_0) \sin \omega_0 r,$$

где k - величина пропорциональная чувствительности дифференциального пикапа, коэффициенту усиления, и связи пластина отсоса-пучок, ω_0 - бетатронная частота, r - задержка.

После реконструкции при снятии частотной характеристики пластин отсоса ионов была обнаружена мода, которая, конечно, существовала и на старых пластинах, с частотой 39,5 мгц с максимумом напряженности электрического поля в месте соединения пластин в промежутке, а также на концах пластин. Для подавления этой моды пластины были соединены следующим образом: общий вывод пластины отсоса подсоединялся на землю через сопротивление 50 Ω и емкость 5600 пф, а пластины соединялись с выводом через 10 Ω , при этом подавлялись все моды с частотами ниже 40 мгц; из-за несовершенства выводов моды с частотами выше 40 мгц не подавлялись.

Заметим, что поскольку потенциал пластин отсоса ионов изменяет бетатронные частоты, то естественно, что резонансные моды пластин должны приводить к неустойчивостям дипольного типа. Сейчас радиальной неустойчивости в накопителе нет.

3. Z- неустойчивость возбуждается с ударом в узком ($\Delta\nu = \pm 2 \cdot 10^{-3}$) интервале частот. Порог возбуждения $I^* = 10$ ма; при токе выше 150 ма неустойчивость исчезала. Об инкременте неустойчивости можно судить лишь косвенно по величине

"быстрого затухания" в зависимости от расстройки. По мере приближения к резонансу инкремент неустойчивости сравнивается с декрементом "быстрого затухания" и пучок не затухает в течение длительного времени (~ 10 мин), колеблясь когерентно.

Поскольку кубичная нелинейность мала ($\frac{\partial \nu}{\partial r^2} < 10^{-4} \text{ 1/см}^2$), то затухание Ландау

на малых амплитудах не проявляется, а на больших амплитудах зависимость $\omega_0(a^2)$ приводит к появлению поперечной автофазировки, при этом частицы затухают к равновесным амплитуде и фазе; на экране телевизора можно было видеть две или три яркие точки, соответствующие равновесным амплитудам, в зависимости от величины и знака расстройки. Заметим, что затухание Ландау из-за разброса по энергиям так же не проявляется, т.к. есть автофазировка в азимутальном направлении. Очевидно этот разброс может сказаться только на синхробетатронных резонансах при больших азимутальных размерах пучка. В настоящее время аксиальная неустойчивость при согласованных пластинах разведения и отсоса появлялась при токах около 400 ма. Характер этой неустойчивости подробно не был исследован, однако, по-видимому, эта неустойчивость мультипольного типа, т.к. прежде чем неустойчивость возникла, аксиальный размер пучка возрастал в $3 \div 4$ раза. Из карты резонансов [6] видно, что при частоте 25156 кгц возможны резонансы на 26 и 18 гармониках частоты обращения.

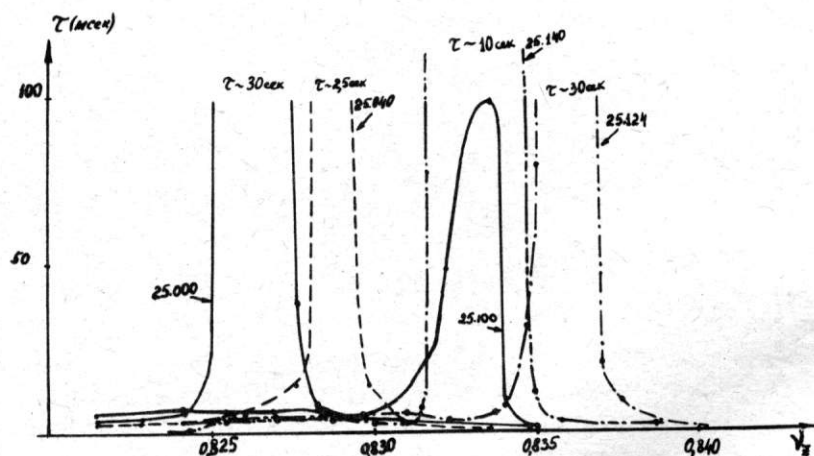


Рис. 3. Время быстрого затухания в зависимости от f_0 и ν

4. "Быстрое затухание" - затухание когерентных аксиальных колебаний из-за возбуждений поперечных волн в линии нагруженной на характеристическое сопротивление (пластины инфлектора и разведения). Поскольку нагруженная линия не обладает дисперсией до длин волн порядка l_1 , то декремент быстрого затухания не зависит от бетатронной частоты. Однако "быстрое" затухание исчезает на резонансах связи и в области действия аксиальной неустойчивости, поскольку в первом случае происходит потеря когерентности движения, а во втором инкремент может даже превысить затухание (см. рис. 3). Порог появления "быстрого затухания" измеренный на позитронах - $1 \div 2$ ма. Характерной чертой этого явления является постоянство τI при больших отстройках от резонансов вертикальных неустойчивостей: $\tau I = 50 \text{ ма} \cdot \text{мкс}$. Впрочем отметим, что это справедливо для всех неустойчивостей, однако только при больших расстройках. То что характер затухания зависит от частоты бетатронных колебаний можно видеть из рис. 4,5, где частота менялась путем увеличения напряжения на пластинах отсоса. Ранее при накоплении позитронов, на пороге появления быстрого затухания были обнаружены биения амплитуды когерентных колебаний пучка, (см. рис. 5). Частота биений увеличивалась линейно с током; по-видимому, это и есть частота фазовых колебаний в поперечной сепаратрисе аксиальной неустойчивости. Впоследствии мы могли получать эти биения на любых токах соответствующим изменением бетатронной частоты.

Таким образом правильный выбор частотной характеристики резонатора и согласование всех пластин позволили избавиться от неустойчивостей в рабочем диапазоне токов и энергий.

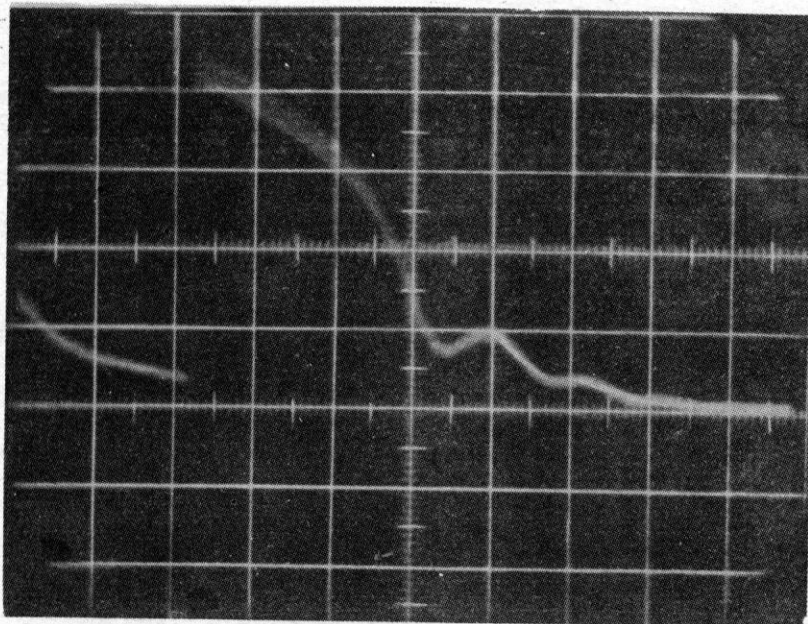


Рис. 4. Огибающая сигнала с дифференциального пикап-электрода. Развертка 300 мксек/см, $I = 44$ ма, $E = 400$ мэв

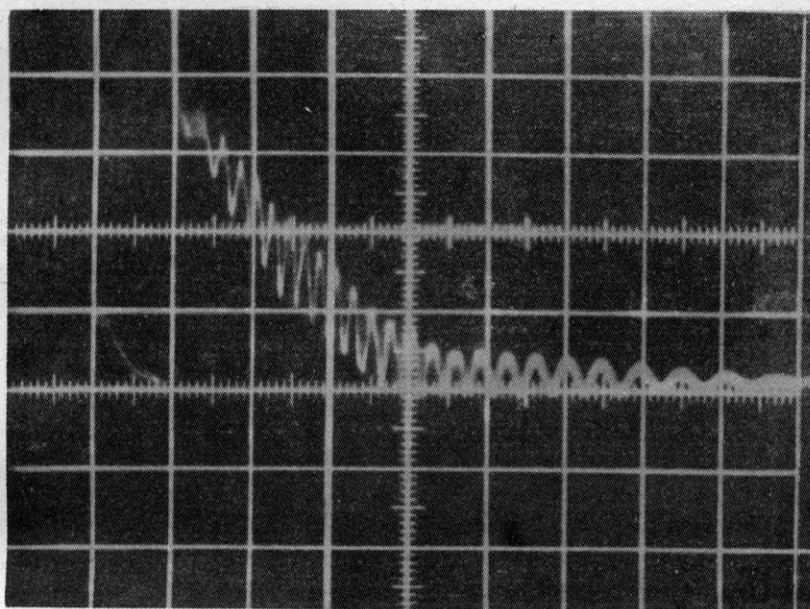


Рис. 5. Огибающая сигнала дифференциального пикап-электрода. Развертка 1 мсек/см, $I = 1$ ма, $E = 200$ мэв

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Л. Ауслендер, М.М. Карлинер и др., А.Э. 1966, т. 22, 194.
2. В.Л. Ауслендер, Н.С. Диканский и др. А.Э. 1966, т. 22, 198.
3. В.Л. Ауслендер, М.М. Карлинер и др. А.Э. 1966, т. 20, 210.
4. И.С. Диканский, М.М. Карлинер и др. А.Э. 1966, т. 22, 188.
5. Я.С. Дербенев, Н.С. Диканский. "Поперечные когерентные резонансные эффекты в накопителях". См. настоящ. сборник, стр. том 2, стр.391.
6. В.Г. Вешеревич, М.М. Карлинер, В.М. Петров, И.К. Седяров, И.А. Шехтман. "Ускоряющий резонатор накопителя ВЭПП-2". См. настоящ. сборник, том 2, стр. 143.

А.И. Аренштам, Г.И. Будкер, И.Н. Мешков, В.Г. Пономаренко, А.Н. Скринский
(Институт ядерной физики СО АН СССР)

Метод демпфирования колебаний частиц в протонных (антипротонных) накопительных кольцах, предложенный в работе [1], предполагает возможность создания постоянного во времени пучка моноэнергетичных электронов с достаточно малыми поперечными скоростями. В связи с этим возникают проблема формирования пучка и проблема питания. Наиболее приемлемым решением второй из них является применение известного метода рекуперации энергии "отработанных" электронов (см., напр., [2]); в противном случае приходится решать задачу подвода и снятия постоянной мощности порядка мегаватта.

Задача формирования пучка включает в себя целый ряд моментов, основные из которых мы рассмотрим ниже.

Изучение метода предполагается провести на накопительном кольце ВЭПП-3 ИЯФ СО АН СССР [3] при энергии протонов 200 Мэв и электронов 100 кэв. Установка электронного охлаждения, схема которой приведена на рис. 1, находится в настоящий момент в стадии наладки и имеет следующие проектные параметры: энергия 100 кэв, ток в пучке около 1А, радиус пучка 1 см, длина области взаимодействия пучков 1,5 м, углы траекторий электронов с осью пучка порядка $3 \cdot 10^{-3}$, относительный разброс энергий в пучке не больше 10^{-3} . При этом характерное время затухания колебаний протонов в накопителе ВЭПП-3 составляет около 10 сек. Все численные значения ниже приводятся для параметров этой установки. На рис. 2 показана установка электронного охлаждения без поворотных магнитов.

Для обеспечения достаточно малых электронных углов выбрана фокусировка продольным магнитным полем, имеющим необходимую однородность от катода до коллектора. На участках поворота пучка (ввод в область взаимодействия и вывод из нее) кроме продольного поля, аналогичного здесь полю тора, перпендикулярно плоскости поворота накладывается дополнительно поле поворотных магнитов.

Под действием внешнего продольного магнитного поля и электрического поля пучка электроны дрейфуют по окружности с центром на оси пучка. Скорость дрейфа пропорциональна отношению тока в пучке к напряженности магнитного поля. $H = 400 \text{ э}$ соответствует электронным углам $\theta_e = 10^{-3}$.

К такому же возмущению пучка приводят отклонения магнитного поля на величину $5 \cdot 10^{-3}$ от среднего значения. Если имеются локальные искажения магнитного поля, такие, что область искажения много меньше ларморовского периода, произведение относительной величины искажения на протяженность области искажения не должно превышать 10^{-2} см. Если поворотный магнит имеет входную и выходную границы, перпендикулярные осевой траектории, и поле с показателем спада n , то, вследствие конечной ширины пучка, частицы претерпевают дополнительное отклонение, так что

$$\Delta\theta \approx \frac{n_z(1-n_r)}{h^2} \cdot \frac{r_0\theta_0}{R}, \quad (1)$$

если

$$h\theta_0 = \frac{H_{||}}{H_{\perp}}\theta_0 = 2k\pi, \quad (2)$$

где k - целое число много большее единицы. Действие пространственного заряда учитывается здесь заменой n величинами

$$n_z = n - \frac{2eI}{\beta^3 \gamma^3 m c^3} \left(\frac{R}{r_0} \right)^2 \quad (3)$$

$$n_r = n + \frac{2eI}{\beta^3 \gamma^3 m c^3} \left(\frac{R}{r_0} \right)^2 \quad (4)$$

R - радиус поворота, r_0 - радиус поперечного сечения пучка.

При $h\theta_0 = 2$ на длине $\theta_0 R$ укладывается целое число ларморовских полупериодов; при этом возмущение пучка минимально и равно (1). Если же $h\theta_0 \neq 2k\pi$, то

$$\Delta\theta_e \leq \sqrt{\left(\frac{r_0}{hR}\right)^2 + \theta_e \frac{r_0}{hR}}. \quad (5)$$

Радиусу поворота $R = 50$ см соответствует $H_L = 23$ э, т.е. $h = 20$. При этом

$$\Delta n = \frac{2eI}{\beta^3 \gamma^3 m c^3} \left(\frac{R}{r_0}\right)^2 \sim 1$$

Если $n_z(1-n_r) \sim 1$, $\theta_e \sim 3 \cdot 10^{-3}$ и $\theta_0 = \pi/2$, то при $h\theta_0 = 2k\pi$ возмущение пучка не превышает 10^{-4} . При $h\theta_0 \neq 2k\pi$ возмущение может возрасти до величины порядка 10^{-3} . Кроме того, возмущение минимально, если выбрать значение $\alpha = 0,5$.

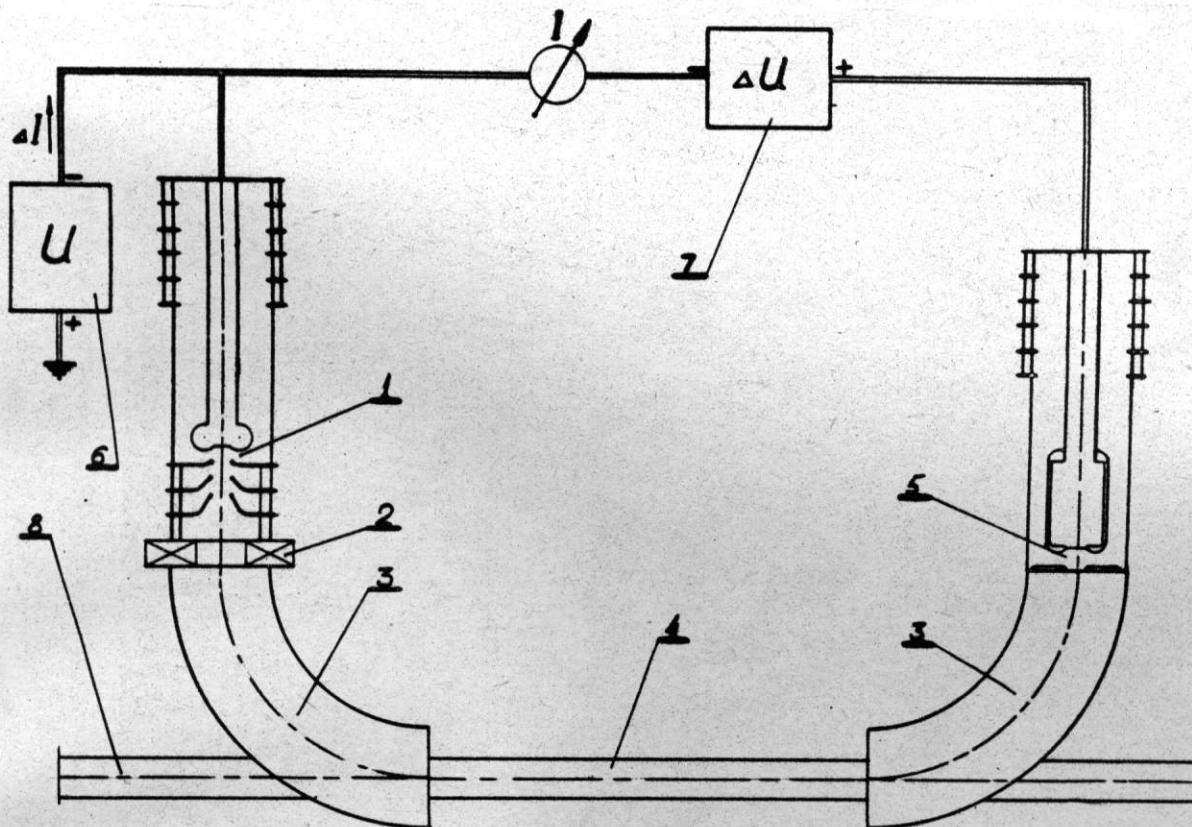


Рис. 1. Схема установки электронного охлаждения.

1 - электронная пушка, 2 - магнитная линза; 3 - поворотные магниты, 4 - область взаимодействия пучков, 5 - коллектор, 6 - источник ускоряющего напряжения, 7 - источник компенсирующего напряжения, 8 - рейстрек кольца ВЭПП-3. Обмотки продольного магнитного поля не показаны

Конечная протяженность Δz границ поля на входе и выходе поворотного магнита вносит дополнительное возмущение

$$\Delta\theta_e \sim \frac{1}{3} \cdot \frac{r_0 \Delta z}{R} \quad (6)$$

Реально величина Δz не превышает 6-10 значений r_0 , что дает $\Delta\theta_e \sim 10^{-3}$.

Наконец, возмущение, вносимое градиентом тороидального поля в области поворота, мало.

Увеличение тока в пучке приводит к возрастанию разности потенциалов между осью и границей пучка $\Delta\phi = I/v$, что составляет около 30 вольт/ампер при $v \sim c$. Падение потенциала вдоль пучка можно сделать пренебрежимо малым, окружив пучок проводящей трубкой с внутренним радиусом, много меньшим длины пучка.

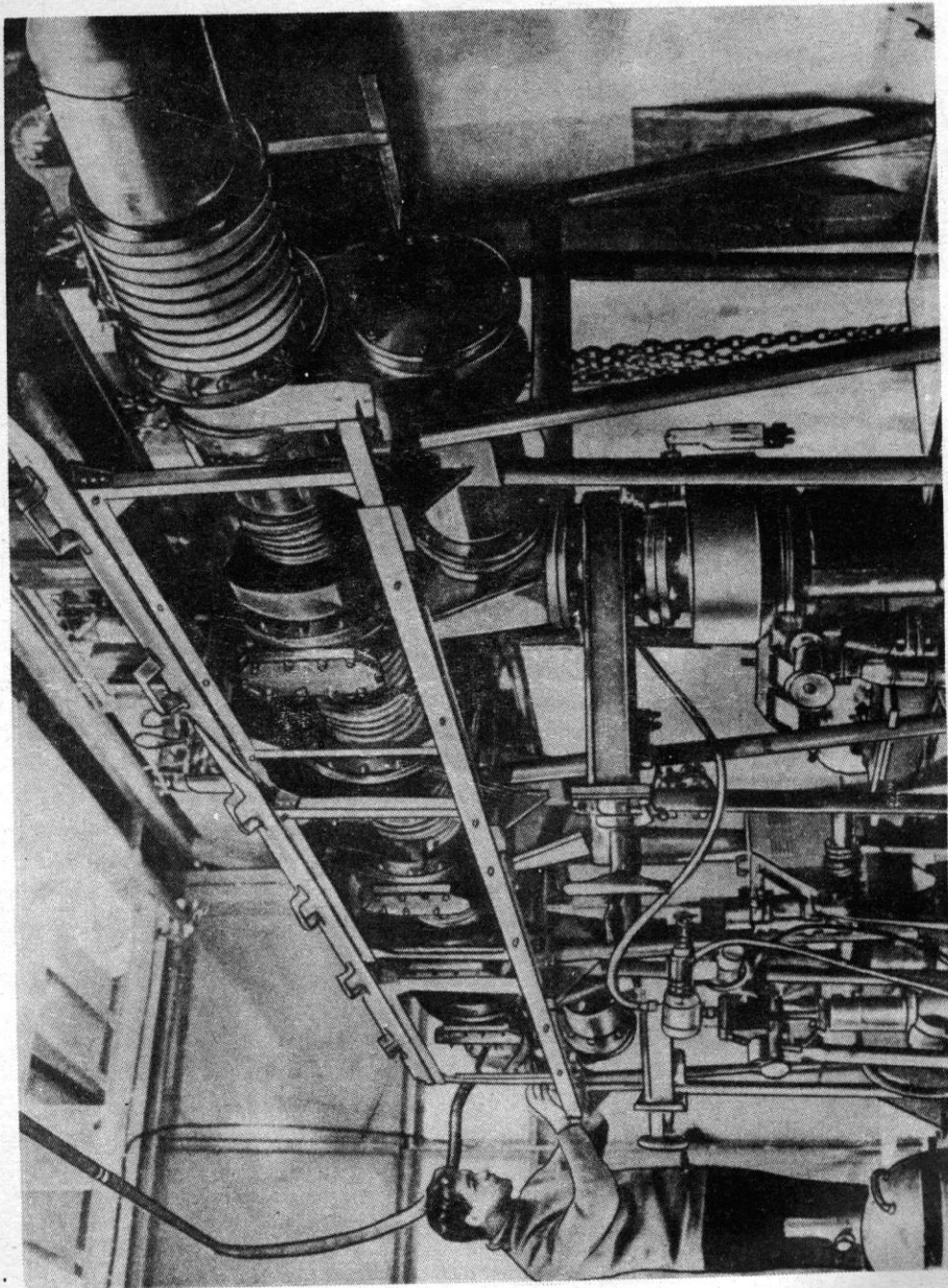


Рис. 2. Установка электронного охлаждения (без поворотных магнитов)

Применение однородного продольного магнитного поля на протяжении всего электронного пучка – от катода до коллектора – предполагает использование источника электронов, обеспечивающего всюду достаточно гладкий электронный пучок. Известная пушка Пирса имеет принципиальный недостаток – дефокусирующую линзу анодной диафрагмы. Поэтому предполагается использовать тонкую магнитную линзу, а электростатическую оптику пушки видоизменить с учетом реального распределения поля магнитной линзы, так, чтобы получить нужную параллельность траекторий.

Первые эксперименты проводились на модели установки с пролетным промежутком 30 см и без поворотных магнитов. Однородность продольного поля была не хуже 10^{-2} . Пушка имела простейшую оптику – плоский катод диаметром 12 мм, катодный электрод Пирса, плоский анод с отверстием 38 мм; за анодом была установлена тонкая магнитная линза с регулируемым фокусным расстоянием. Такая система позволила получить электронные углы порядка $2 \cdot 10^{-2}$ (максимальный размер пучка 16 мм).

Коллектор представлял собой железный цилиндр с внешним электростатическим экраном, выполненным в виде катодного электрода Пирса; входное отверстие 15 мм. Внутри коллектора поле спадало в 100 раз на длине 5 см.

В режиме рекуперации энергии электронов получен постоянный ток $I \approx 2$ а при напряжении $U = 40$ кв. (Поле в линзе 360э, поле соленоида 180э). При $I = 1$ а ток потерь ΔI не превышал 2 мА при вакууме $8 \cdot 10^{-6}$ тор и разности потенциалов между коллектором и катодом $\Delta U = 1$ кв ($\Delta I / I = 2 \cdot 10^{-3}$, $\frac{\Delta U}{U} = 2,5 \cdot 10^{-2}$). Установлено,

что потери тока растут примерно пропорционально давлению остаточного газа от 2 мА при $8 \cdot 10^{-6}$ тор до 8,5 мА при $2,5 \cdot 10^{-5}$ тор.

В контрольных экспериментах, проведенных с незранированным коллектором, не удалось получить $\Delta I / I < 10^{-1}$ (ток потерь составлял 8 мА при токе в пучке 60 мА $\Delta U = 2,5$ кв и вакууме 10^{-5} тор). Полученные результаты позволяют считать задачу высоковольтного питания системы электронного охлаждения принципиально решенной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.И. Будкер. АЭ, 1967, 22, № 5.
2. В.П. Тараненко, М.В. Дереновский. Изв. ВУЗ'ов СССР, 1961, Радиотехника, 4, № 6, 719.
3. Г.И. Будкер, И.Я. Протопопов, А.Н. Скрипский. VI International Conference on High Energy Accelerators, Cambridge, 1967, p. 102.

209. СИСТЕМА СВЕРХВЫСОКОВАКУУМНОЙ ОТКАЧКИ НАКОПИТЕЛЯ ВЭПП-2*

В.В. Анашин, В.Л. Ауслендер, Е.Д. Бендер, Г.А. Блинов,
М.Д. Малев, В.Н. Осипов, А.Т. Попов, Э.М. Трахтенберг

(Институт ядерной физики СО АН СССР)

В первом варианте вакуумной системы рабочая камера накопителя ВЭПП-2 откачивалась четырьмя сорбционными титановыми насосами типа "Азотит" и паромасляными насосами Н5СМ1 [1]. Эта система обеспечивала после прогрева среднее давление в камере не выше $1 \cdot 10^{-8}$ тор, однако увеличение тока пучка до 50-100 ма приводило к резкому ухудшению вакуума из-за десорбции газа с наружной стенки камеры под действием синхротронного излучения пучка релятивистских частиц. В результате время жизни пучка при токе 50 ма и энергии 400-500 Мэв не превышало 3000 - 4000 сек (среднее давление в камере порядка $5 \cdot 10^{-8}$ тор).

По литературным данным [2], коэффициент десорбции газа с меди и нержавеющей стали под действием синхротронного излучения сразу после прогрева камеры составляет около $1 \cdot 10^{-3}$ мол/фотон. После тренировки камеры излучением в течение 10-15 а.час в пучке коэффициент десорбции уменьшается до $(5-10) \cdot 10^{-8}$ мол/фотон. Анализ результатов, полученных при систематической эксплуатации накопителя ВЭПП-2, показал, что в нем за то же количество ампер-часов коэффициент десорбции с медной стенки изменялся гораздо слабее: с $1 \cdot 10^{-3}$ до $(70-100) \cdot 10^{-8}$ мол/фотон. Низкая эффективность тренировки, по-видимому, была вызвана загрязнением стенки камеры продуктами крекинга тяжелых углеводородов. Действительно, участок стенки, подвергавшийся облучению, имел характерный черноватый цвет. Пары масла могли проникнуть в камеру во время аварийных прорывов атмосферы через паромасляные насосы, которые несколько раз имели место в процессе отладки комплекса ВЭПП-2.

Для увеличения времени жизни пучка была намечена модернизация сверхвысоковакуумной системы по трем основным направлениям:

- 1) использование только безмасляных средств откачки для внутренней камеры;
- 2) увеличение скорости откачки камеры с помощью распределенного магниторазрядного насоса, работающего в собственном магнитном поле накопителя;
- 3) введение в камеру приемника излучения в виде тонкой танталовой ленты.

Рассмотрим каждое из этих направлений.

Для замены паромасляных насосов на внутренней камере был разработан трех-электродный магниторазрядный насос на основе насоса "Трион" конструкции НИИВТ [3]. Испытания показали, что этот насос обеспечивает откачку воздуха со скоростью 150 л/сек, а аргона - со скоростью 30-35 л/сек в диапазоне давлений от 10^{-4} до 10^{-9} тор. Однако для работы на сверхвысоком вакууме он должен быть прогрет; прогрев магниторазрядных насосов удобнее всего вести одновременно с общим прогревом системы. Поэтому для откачки внутренней камеры во время прогрева параллельно с магниторазрядными включаются электростатические ионносорбционные насосы, разработанные в ИЯФ. Эти насосы имеют производительность 300 л/сек при давлениях от 10^{-1} до 10^{-8} тор и запускаются от цеолитовых насосов. Всего для откачки внутренней камеры использовано три магниторазрядных и три электростатических насоса.

Дополнительная откачка внутренней камеры при работе накопителя осуществляется распределенным магниторазрядным насосом, размещенным на дне камеры. Распределенный насос состоит из 70 стандартных секций, каждая из которых имеет производительность 150 л/сек в диапазоне давлений от 10^{-5} до 10^{-10} тор при напряженности магнитного поля 12 кэ и анодном напряжении 3 кв.

Секция распределенного насоса состоит из двух титановых пластин - катодов, анода из нержавеющей стали и двух керамических изоляторов. Конструкция секции и ее характерные размеры показаны на рис. 1. На рис. 2 приведена зависимость скорости откачки одной секции от напряженности магнитного поля. Скорость откачки распределенного насоса уже при напряженности магнитного поля 6 кэ (энергия пучка 300 Мэв) равна скорости откачки всех азотитов - около 5000 л/сек.

Приемник излучения выполнен из танталовой ленты толщиной 50 мк и шириной 2 см. Выбор материала ленты обусловлен относительно большой величиной коэффициен-

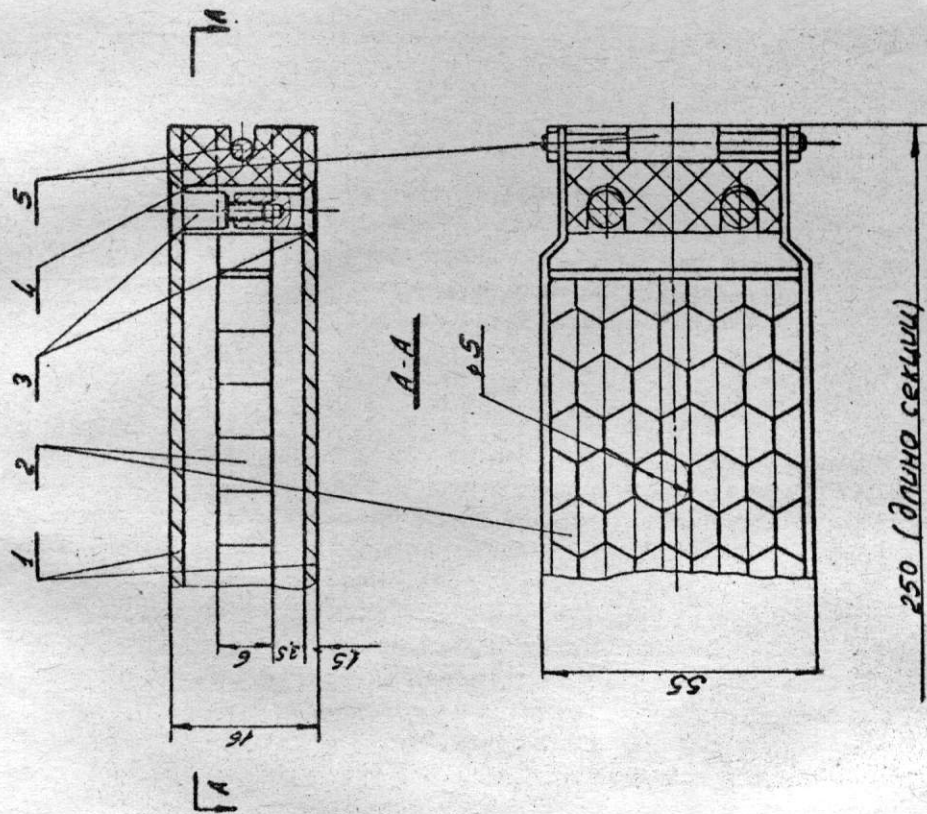


Рис. 1. Секция распределенного насоса: 1 - анод; 2 - анод; 3 - винты, крепящие катоды; 4 - изолятор; 5 - крепление анода к изолятору

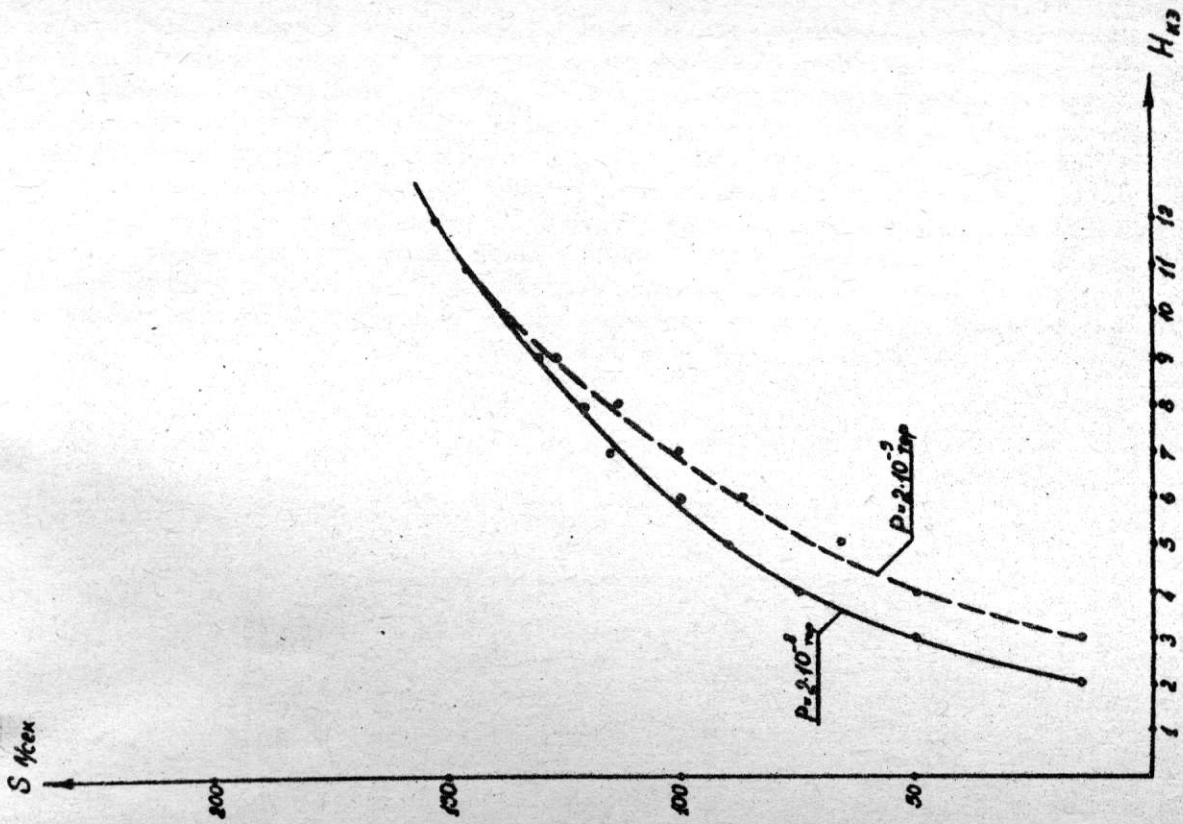


Рис. 2. Зависимость скорости откачки секции распределенного насоса от напряженности магнитного поля $U_a = 3$ кВ

та диффузии кислорода в тантале по сравнению с молибденом и нержавеющей сталью. Десорбция газа под действием синхротронного излучения в первый момент обусловлена разложением окисной пленки на поверхности металла. Этой стадии процесса соответствует значение коэффициента десорбции порядка 10^{-3} мол/фотон. По мере разрушения слоя окислов коэффициент десорбции уменьшается и после полного его удаления определяется скоростью диффузии кислорода из толщи металла, которая пропорциональна разности концентраций газа на поверхности и в объеме ленты. В танталовой ленте толщиной 50 мк при температуре 650°C концентрация кислорода через несколько часов облучения уменьшится на 2-3 порядка, так как диффундирующий к поверхности кислород непрерывно десорбируется и откачивается. После этого коэффициент десорбции газа должен уменьшиться до $10^{-6} - 10^{-7}$ мол/фотон.

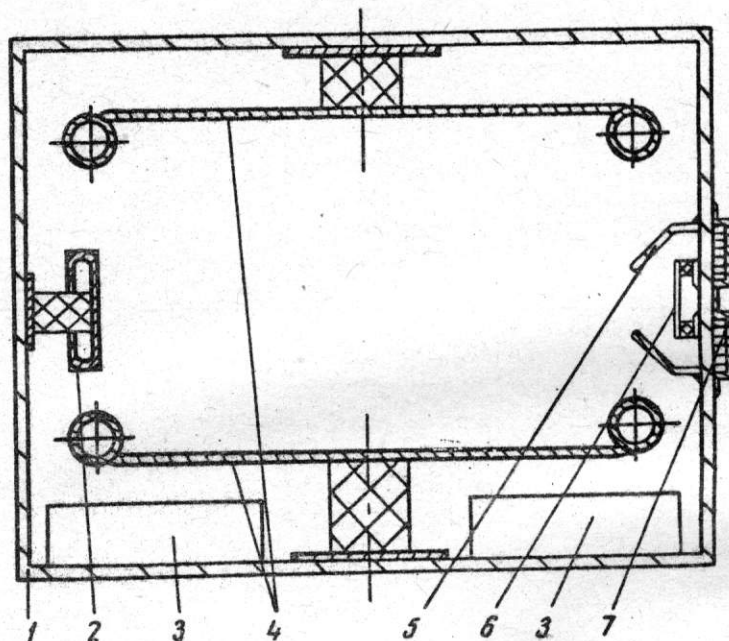


Рис. 3. Сечение внутренней камеры накопителя: 1 - стенка камеры; 2 - пластина отсоса ионов из пучка; 3 - распределенный насос; 4 - пластины разведения пучков; 5 - экран приемника излучения; 6 - приемник излучения; 7 - водяное охлаждение камеры

Из оценок следует, что требуемые для обезгаживания ленты температура и скорость разложения поверхностной пленки достигаются при энергии пучка 500 Мэв и токе 300-400 ма. В этом режиме время обезгаживания должно составить 3-5 час.

Конструкция приемника излучения ясна из рис. 3, на котором изображено поперечное сечение внутренней камеры. По сторонам танталовой ленты к стенке камеры приварены медные пластины, экранирующие остальные элементы камеры от отраженного излучения. Один конец приемника заземлен, а другой выведен наружу через изолятор. Таким образом, приемник излучения при необходимости может нагреваться током и использоваться для прогрева внутренней камеры.

В настоящее время модернизированная сверхвысоковакуумная система полностью смонтирована и работает. Опыт показал, что после устранения течей в системе электрозарядные насосы легко обеспечивают при прогреве давление не хуже 10^{-5} тор.

После прогрева среднее давление в камере составляет $1 \cdot 10^{-8}$ тор; после включения распределенного насоса в поле 6-7 кэ оно уменьшается до $(3-5) \cdot 10^{-9}$ тор. Измерение давления проводилось по времени жизни пучка с малым (5-10 мка) током.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ауслендер В.Л. и др. Доклады конференции по физике высокого и сверхвысокого вакуума, 21-24 июня 1966 г. Ленинград, вып. III, стр. 92, 1966.
2. Proposal for a high-energy electron-positron colliding beam storage ring at the Stanford linear accelerating center, p. 49-56, IX, 1966.
3. Виноградов М.И., Рудницкий Е.М. ПТЭ, 2, 108 (1966).

213. ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЯ ЗА ПУЧКОМ *

Э.И. Зинин (Институт ядерной физики СО АН СССР)

Методы измерения величины накопленного тока, с калибровкой по изучению одного электрона, и наблюдения общей картины поведения пучка с помощью телевизионной системы описаны в работе [1]. Рассмотрим вопрос о предельном разрешении при измерении поперечных и продольного размеров сгустка в зависимости от параметров ускорителя и свойств синхротронного излучения.

Для одиночного электрона, вращающегося по орбите радиуса R , угол излучения θ определяется выражением [2,3]

$$\theta = 2 \sqrt[3]{\frac{3\lambda}{4\pi R}} = 1,24 \sqrt[3]{\frac{\lambda}{R}}$$

Если при этом считать, что в оптической системе отсутствуют aberrации, то можно показать [4], что для гауссовского распределения амплитуды на выходном зрачке оптической системы, разрешение, определяемое дифракцией, характеризуется величиной

$$2\sigma = \frac{\lambda}{\pi\theta} = 0,25 \sqrt[3]{\lambda^2 R} \quad (1)$$

Выражение (1) определяет предельно разрешимый размер как в аксиальном, так и в радиальном направлениях. Однако, конечный размер области наблюдения накладывает некоторые дополнительные ограничения на предельное разрешение радиального размера. Для оптимального углового размера

$$\theta'_{\text{оптим}} = 0,15 \sqrt[3]{\frac{\lambda}{R}}$$

входной диафрагмы оптической системы в плоскости орбиты

$$2\sigma_{\text{радиальное}} = 2\sqrt{2\sigma}$$

Эти результаты не учитывают влияния расфокусировки, которая возникает также из-за конечного размера области наблюдения.

Однако, оценка влияния этого фактора по величине деформации волнового фронта на краю входного зрачка показывает, что влияние расфокусировки пренебрежимо мало даже при большом входном зрачке. Обозначив $\theta'/\theta = K$, предельно разрешимый азимутальный размер определим как

$$2\sigma_{\text{азимутальное}} = R\theta(1+K) = 1,25(1+K) \sqrt[3]{R^2\lambda}$$

Окончательно, для оптимальной величины θ'

$$2\sigma_{\text{аксиальное}} = 0,25 \sqrt[3]{\lambda^2 R}$$

$$2\sigma_{\text{радиальное}} = 0,35 \sqrt[3]{\lambda^2 R}$$

$$2\sigma_{\text{азимутальное}} = 1,4 \sqrt[3]{R^2 \lambda}$$

Для ВЭПП-2 $R = 1500$ мм $\lambda = 5000$ Å.

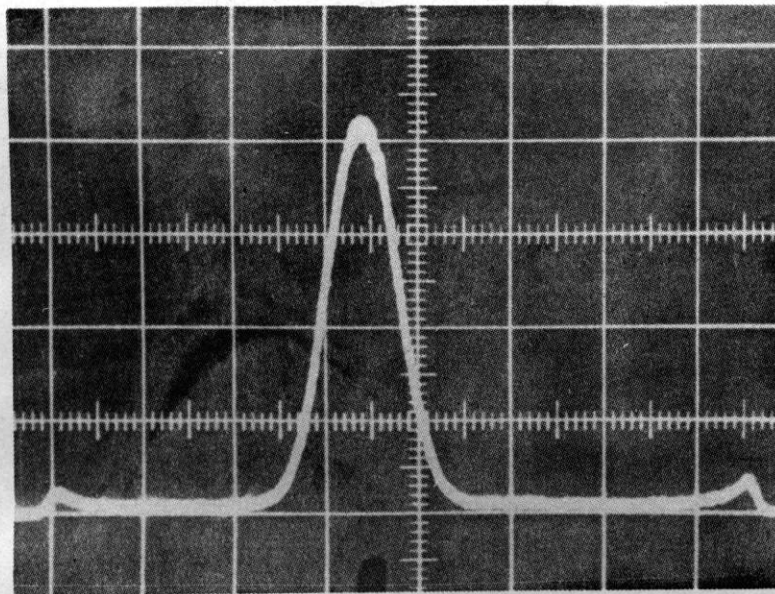
$$2\sigma_{\text{аксиальное}} = 0,02 \text{ мм}, \quad 2\sigma_{\text{радиальное}} = 0,03 \text{ мм},$$

$$2\sigma_{\text{азимутальное}} = 15 \text{ мм}.$$

Важным элементом канала измерения размеров оптическим методом является прибор, позволяющий получить электрический импульс, форма которого соответствует распределению частиц в выбранном нами направлении. Один из вариантов такого прибора описан в работе [1]. Однако, более удобным устройством оказалась специальная передающая трубка типа "диссектор". Принцип действия трубки заключается в том,

что электронное изображение, соответствующее оптическому изображению на фотокатодe, перемещается отклоняющей системой в плоскости диафрагмы, в результате чего на выходе получается сигнал, характеризующий распределение плотности электронов в электронном изображении. Этот сигнал усиливается затем системой вторично-электронного умножителя.

Нами используется диссектор, щелевая диафрагма которого имеет размеры $0,06 \times 6 \text{ мм}^2$, что, кроме очевидного увеличения чувствительности по сравнению с круглым отверстием, создает дополнительные удобства, т.к. избавляет от необходимости настраивать прибор в направлении перпендикулярном направлению развертки. Собственная кривая рассеяния, определяющая разрешение прибора, хорошо описывается гауссовской кривой с размером $2\sigma = 0,1 \text{ мм}$.



Оциллограмма сигнала диссектора в канале измерения азимутального размера. Малые импульсы — импульсы калибровки. Расстояние между ними эквивалентно приведенному диаметру накопителя (для ВЭП-2 — 380 см). Эти импульсы соответствуют началу и концу синусоидальной развертки непрерывно освещенной точки на фотокатодe ЭОПа. Импульс в центре — азимутальное распределение частиц в сгустке (размер на полувысоте 45 см)

Прибор принципиально обеспечивает большую линейность вплоть до токов анода 4 ма. Однако, при эксплуатации трубки обнаружился эффект обострения выходного импульса при увеличении амплитуды сигнала до значительно меньших значений. Применение в делителе стабилитронов полностью устраняет это явление.

Магнитный способ отклонения и фокусировки легко реализуется на основе применения полупроводниковых приборов.

Определение размеров пучка по кривой распределения на экране осциллографа утомительно и не обеспечивает необходимой точности и стабильности результатов. Поэтому осциллограф используется только для наблюдения за формой распределения. Размер же, определяемый шириной импульса распределения на полувысоте, отсчитывается по шкале специально разработанного прибора, который обеспечивает правильность результатов измерения в 20 ти кратном диапазоне изменения амплитуды входного сигнала.

Диссектор с разверткой, длительность прямого хода которой равна 10 мксек и амплитуда отклонения —8 мм, успешно применялся при изучении процесса формирования сгустка на различных этапах ускорения в установке Б-3М. Временные характеристики прибора с этим блоком являются практически предельными, т.к. импульс собственно диодной системы имеет длительность 40 нсек.

Малая напряженность поля у фотокатода диссектора не позволяет использовать его для непосредственного определения азимутальных размеров. Но даже в сочетании с временным ЭОПом типа ПИМ-3 диссектор обеспечивает метод наблюдения, который обладает несомненными преимуществами перед методами наблюдения этого размера, описанными ранее [1], т.к. позволяет наблюдать всю динамику поведения пучка с точным представлением об азимутальном распределении частиц. Отказ от круговой развертки позволил максимально просто решить проблему калибровки системы измерения азимутального размера, что хорошо видно из рисунка. Правда синусоидальная развертка несколько увеличивает систематическую погрешность измерения, которая, однако для центральной трети развертки ЭОПа не превышает 5% и пренебрежимо мала в центре.

Следует упомянуть еще об одном интересном применении синхротронного излучения. Для увеличения эффективности работы регистрируемой аппаратуры необходима жесткая привязка к фазе пучка. Однако, при переходе на работу с третьей гармоникой, привязка к фазе по напряжению высокой частоты на резонаторе становится неопределенной. Привязка в этом случае осуществляется с помощью ФЭУ, который выдает сигналы жестко привязанные к фазе световых импульсов одного из пролетающих пучков. Система обратной связи сохраняет неизменной амплитуду выходного импульса в широких пределах изменения светового сигнала. Это регулирование осуществляется за счет изменения интенсивности светового потока и не приводит к дополнительной ошибке привязки по фазе, которая по предварительным измерениям не превышает 1 нсек.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зинин Э.И. и др. Атомная энергия, 20, 220 (1966).
2. Ландау Л., Лифшиц Е. "Теория поля", ОГИЗ, М., 1948.
Tambulian D., Hartman P., Phys. Rev. 102, 1423 (1956).