

Большое значение имели работы И. Я. Померанчука, выполненные совместно с Л. Д. Ландау, по электронно-лавиночным процессам при высоких энергиях. В них было показано, что при достаточно высоких энергиях в процессе тормозного излучения одновременно участвует целая совокупность атомов среды. Были получены качественные оценки влияния многократного рассеяния на атомах среды на тормозное излучение и рождение пар. В дальнейшем эта задача переросла в целую область физики, которая получила широкое развитие.

Теорией элементарных частиц Исаак Яковлевич начал заниматься в начале 50-х годов, имея за плечами богатейший опыт и блестящие результаты в самых разных областях теоретической физики. С тех пор и до самых последних часов его жизни проблема элементарных частиц была для него главной. Он искал и находил все новые и новые подходы к ней. 1949-й год, когда Исаак Яковлевич обратился к теории элементарных частиц, был характерен атмосферой энтузиазма, вызванного успехами квантовой электродинамики. Исаак Яковлевич совместно с А. Д. Галантинским рассматривает влияние поляризации вакуума на расщепление уровней  $\mu$ -мезоатомов. Это явление интересно как с теоретической точки зрения — возможности наблюдения поляризации вакуума, — так и для физики мезоатомов.

В 1953 г., когда стало ясно, что теория возмущений совершенно не применима к процессам взаимодействия  $\pi$ -мезонов и нуклонов, Исаак Яковлевич обращается к фундаментальной проблеме: исследованию общих свойств уравнений квантовой теории поля в тех случаях, когда взаимодействие нельзя считать малым. В это время Л. Д. Ландау и его сотрудниками было получено решение уравнений квантовой электродинамики при высоких энергиях. Анализируя совместно с Л. Д. Ландау эти решения, И. Я. Померанчук пришел к выводу о возможной противоречивости квантовой электродинамики. Впоследствии им был сделан вывод, что такого рода трудности могут возникать и в мезонной теории.

Вывод о внутренней противоречивости теорий, использующих метод Лагранжа, привел Исаака Яковлевича к поискам других подходов к теории сильных взаимодействий без применения уравнений теории поля. Исаак Яковлевич возвращается к феноменологическому подходу. Он показывает, что фазы рассеяния с большими орбитальными моментами определяются полюсными диаграммами, соответствующими обмену наиболее тяжелой частицей. Этот результат позволил значительно упростить фазовый анализ нуклон-нуклонного рассеяния.

В течение длительного времени (начиная с 1946 г.) Исаак Яковлевич неоднократно возвращался к модели дифракционного сильного взаимодействия при высоких энергиях. В 1956 г. Исаак Яковлевич формулирует предположение о том, что при предельно высоких энергиях сечения процессов перезарядки должны стремиться к нулю, а сечения упругих процессов для частиц из данного изотопического мультиплета не должны зависеть от их зарядов. В 1960 г., изучая реакции рождения нескольких частиц, И. Я. Померанчук в совместной работе с В. Б. Берестецким пришел к заключению, что обычная теория дифракции приводит к трудностям и нуждается в существенном изменении.

Переход Исаака Яковлевича к исследованиям в области предельно высоких энергий не был случайным. Он искал в физике сильного взаимодействия такой объект, в котором сложнейшие закономерности сильного взаимодействия проявлялись бы наиболее простым образом. Известно, что при создании квантовой механики решающую роль сыграло знание свойств простейшей квантовомеханической системы — атома водорода. В создании теории сильного взаимодействия Исаак Яковлевич отво-

дил роль «атома водорода» процессам взаимодействия при асимптотически высоких энергиях. В 1958 г. на основе анализа дисперсионных соотношений Исаак Яковлевич формулирует свою знаменитую теорему, согласно которой при предельно высоких энергиях сечения взаимодействия с нуклоном частицы и античастицы должны быть равны.

Теорема Померанчука знаменовала рождение новой области науки — физики предельно высоких энергий. В последующие годы эта наука быстро и плодотворно развивалась. Ее разрабатывали физики-теоретики в десятках научных центров во всем мире, крупнейшие ускорители были использованы для экспериментальной проверки ее предсказаний. Исаак Яковлевич был признанным лидером этого направления. Совместно с В. Н. Грибовым с начала 60-х годов Исаак Яковлевич разрабатывает подход к теории асимптотик, основанный на математическом аппарате комплексных угловых моментов.

Почти все существенные результаты, полученные в этой области, связаны с именем Померанчука. В течение 1962—1964 гг. он детально исследовал свойства дифракционного рассеяния, обусловленного одним полюсом Редже, получившим название полюса Померанчука. Результатом этих исследований явились важные теоремы о соотношениях между сечениями различных процессов, о свойствах траектории полюса Померанчука, о существовании максимума при рассеянии назад, поляризационных явлениях при высоких энергиях и другие.

Исаак Яковлевич Померанчук создал большую школу советских физиков-теоретиков. Он создал теоретический отдел в Институте теоретической и экспериментальной физики и руководил им со дня его основания до последних дней жизни. Он был основателем теоретических групп в Институте атомной энергии им. И. В. Курчатова и Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ и в течение ряда лет руководил ими, его влияние плодотворно сказалось на выборе основных направлений их работ. В течение двадцати лет он был профессором Московского инженерно-физического института.

Исаак Яковлевич Померанчук много работал со студентами, аспирантами и молодыми теоретиками. Многие из ныне активно работающих ученых обязаны своими успехами его направляющему вниманию.

Научные работы Исаака Яковлевича дважды были удостоены Государственной премии первой степени. Он был награжден орденом Ленина, орденом Трудового Красного Знамени и орденом «Знак почета».

Исаак Яковлевич очень любил физику. Он бурно радовался каждому новому научному результату. Любовь к физике означала для Исаака Яковлевича неустанную работу — непрерывное интенсивное продумывание конкретных вопросов, сопровождающееся математическими выкладками. Работа была его высшим наслаждением. Он жил физикой и в этой жизни самым главным было для него установление научной истины. Именно этот критерий определял его отношение к физическим идеям и проектам, научным статьям и людям. В этом он остался верен себе до последнего дня.

Несмотря на тяжелую болезнь Исаак Яковлевич продолжал интенсивно работать до самого последнего дня. Он работал, находясь в больнице и дома. Его почти ежедневно посещали физики-теоретики и экспериментаторы — и со всеми ними Исаак Яковлевич обсуждал научные проблемы; его волновало все, связанное с развитием физики в нашей стране. Последнюю свою научную работу о поведении полного сечения аннигиляции электронно-позитронных пар в адроны при высоких энергиях Исаак Яковлевич закончил за два дня до смерти 12 декабря 1966 г.

В сентябре 1966 г. в Париже состоялась Международная конференция по ускорителям со встречными пучками. Советская делегация представила на конференцию 16 докладов, посвященных работам Института ядерной физики Сибирского отделения АН СССР.

В настоящем выпуске опубликовано сокращенное изложение обзорного доклада академика Г. И. Будкера, а также работы, выполненные на электрон-электронном и позитрон-электронном накопителях. Два доклада, посвященные накоплению протонов и антипротонов, предполагается опубликовать в ближайшем выпуске.

## Состояние работ по встречным пучкам в Институте ядерной физики Сибирского отделения АН СССР

(сокращенное изложение)

Г. И. БУДКЕР

УДК 621.384.60

В течение года, прошедшего после конференции во Фраскати, работы по встречным пучкам в нашем Институте развивались по трем направлениям.

На электрон-электронном накопителе ВЭП-1 проводились эксперименты по электрон-электронному упругому рассеянию и двойному тормозному излучению при энергии электронов до  $2 \times 160$  Мэв.

На электрон-позитронном накопителе ВЭП-2 изучалось накопление электронов и позитронов. После достижения определенных успехов в исследовании многочисленных эффектов неустойчивости были получены максимальные токи: для электронов  $2$  а, для позитронов  $20$  ма и для взаимодействующих пучков  $70 \times 10$  ма<sup>2</sup>. За последнее время проведены первые эксперименты по взаимодействию электронов и позитронов с энергией  $2 \times 380$  Мэв и зарегистрировано несколько событий упругого рассеяния на большие углы и рождения  $\pi$ -мезонных пар.

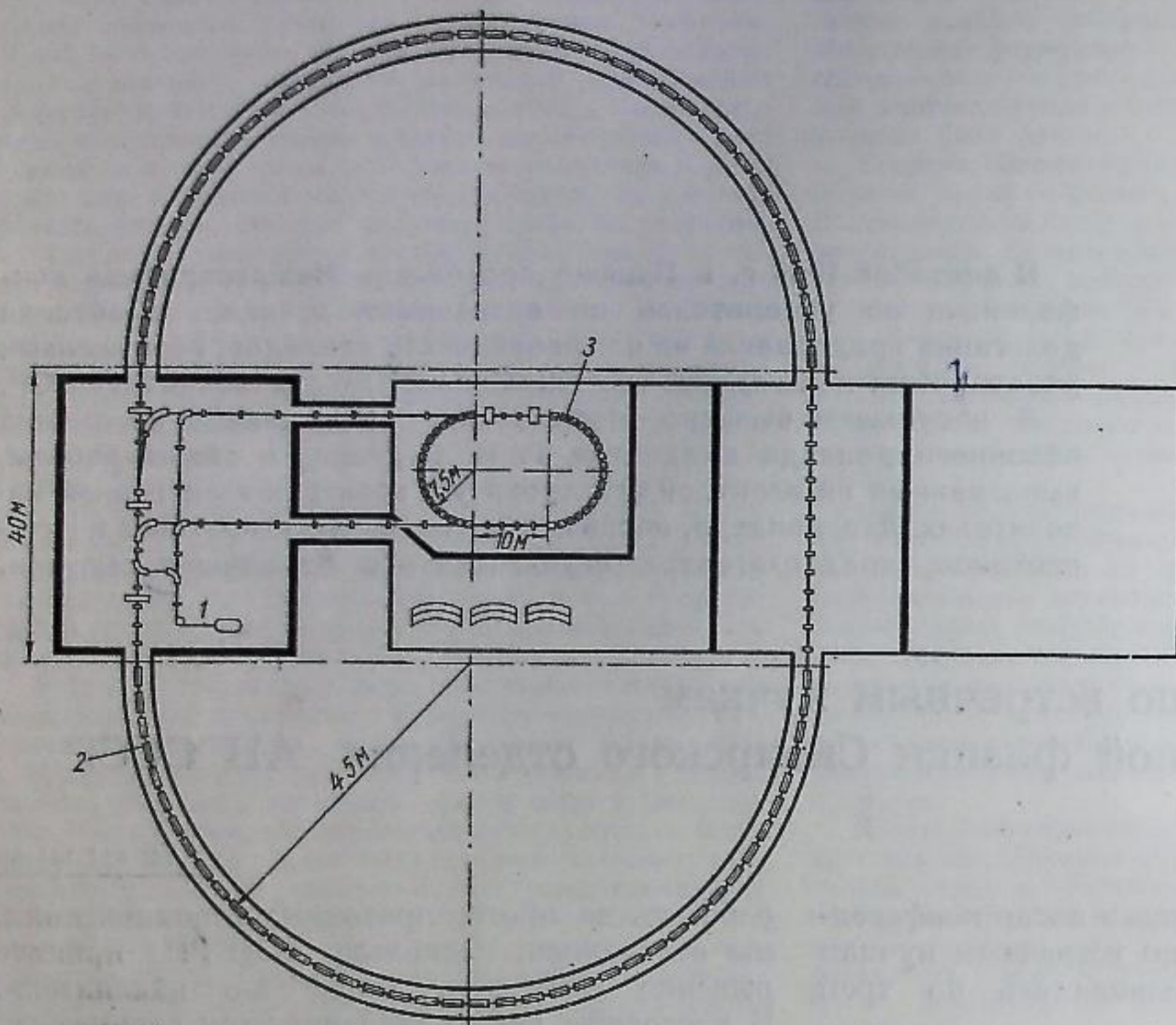
Начаты работы по сооружению третьей установки на встречных пучках, предназначенной для экспериментов по взаимодействию протонов и антипротонов с энергией до  $2 \times 25$  Гэв. Предусматривается возможность использования этой же установки для электрон-позитронных экспериментов с энергией до  $2 \times 6$  Гэв. От сооружения второго накопительного кольца, позволяющего

работать на протон-протонных столкновениях, мы отказались, поскольку в ЦЕРНе принято решение построить такой же накопитель. В настоящее время заканчивается сооружение основного туннеля для нашей установки. Проводятся эксперименты по отработке отдельных узлов системы.

На рисунке показана общая схема установки с ускорителем-инжектором, малым и большим накопительными кольцами. В качестве инжектора используется безжелезный протонный синхротрон, ускоряющий протоны до энергии 500 Мэв. Эксперименты по перезарядной инжекции в такой синхротрон показали возможность получения токов, близких к пределу по пространственному заряду [1].

Отсутствие радиационного затухания для тяжелых частиц значительно усложняет задачу их накопления. Мы разрабатываем метод искусственного затухания колебаний протонного пучка вследствие его взаимодействия с электронным пучком [2]. От профессора О'Нийла я узнал, что они тоже рассматривали такой метод несколько лет назад и назвали его «электронным охлаждением».

Процесс накопления частиц в протон-антипротонной установке делится на несколько стадий. Сначала происходит накопление протонов в большом накопительном кольце. Длина сгустка протонов синхротрона-инжектора по-



Общая схема установки со встречными антипротон-протонными пучками:  
1 — протонный синхротрон;  
2 — большое накопительное кольцо; 3 — малое накопительное кольцо.

кам, для электронного охлаждения необходимо около 100 сек. Таким образом, при времени жизни в одни сутки можно получить до 1000 циклов инжекции антипротонов. После этого антипротоны перемещаются в большое кольцо, где и проводятся эксперименты на встречных пучках.

Если предположить, что инжектор дает  $3 \cdot 10^{11}$  протонов в импульсе (возможность этого подтверждается экспериментально [1]), коэффициент конверсии составляет  $10^{-7}$ , а поперечное сечение пучка равно  $0,1 \text{ см}^2$ , то светимость получается огромной:  $10^{36} \text{ см}^{-2} \cdot \text{день}^{-1}$ .

Мы не считаем эту величину реальной, но такое рассмотрение свидетельствует о существовании большого запаса, необходимого для решимости осуществить столь сложный проект.

Поступила в Редакцию 26/XI 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Будкер и др. «Атомная энергия», 22, вып. 5 (1967).
2. Г. И. Будкер. Там же.

Рассеяние электронов на электронах при энергии  $2 \times 135 \text{ Мэв}$

Г. И. БУДКЕР, Е. А. КУШНИРЕНКО, А. А. НАУМОВ,  
А. П. ОНУЧИН, С. Г. ПОПОВ, В. А. СИДОРОВ,  
А. Н. СКРИНСКИЙ, Г. М. ТУМАЙКИН

УДК 621.384.612.4:539.124

На встречных электронных пучках накопителя ВЭП-1 измерено угловое распределение рассеяния электронов на электронах в диапазоне углов  $40-90^\circ$  при энергии  $2 \times 135 \text{ Мэв}$ . Измерения проводились при помощи системы искровых камер с фотографической регистрацией. Результаты эксперимента подтверждают справедливость законов квантовой электродинамики вплоть до расстояний  $0,6 \text{ ферми}$ .

Основной задачей при создании первой в нашем институте установки ВЭП-1 со встречными пучками электронов [1] являлась разработка метода встречных пучков, открывающего новые широкие возможности для экспериментов по физике высоких энергий. Успешное

проведение на этой установке первых измерений электрон-электронного рассеяния [2], так же как и аналогичные результаты, полученные пристон-станфордской группой физиков [3], доказали практическую осуществимость нового метода.

В точности экспериментов по проверке применимости квантовой электродинамики на малых расстояниях наша установка не может конкурировать с пристон-станфордской из-за меньшей предельной энергии. Кроме того, отсутствие прямолинейных промежутков на нашей установке создает неудобства для проведения экспериментов и снижает их точность.

Несмотря на это, актуальность вопроса и новизна метода делают измерения углового распределения электрон-электронного рассеяния на установке ВЭП-1 не только оправданными, но и представляющими значительный интерес.

Магнитные дорожки накопителя установки ВЭП-1 имеют радиус  $43 \text{ см}$  и расположены так, что их медианная плоскость вертикальна и одно кольцо находится над другим. Против точки касания орбит в общей части полюсов магнита сделаны щели для вывода электронов, претерпевших рассеяние в области встречи. Вертикальный угол раствора рабочей апертуры составляет около  $10^\circ$ .

На рис. 1 показана схема эксперимента по измерению углового распределения электрон-электронного рассеяния. Рассеянные электроны регистрируются системой цилиндрических искровых камер, расположенных концентрично вокруг вертикальной оси, проходящей через центр области встречи. Объектив фотокамеры расположен на той же оси. Используется система призм с аксиальной симметрией. Пластины искровых камер изготовлены из листов дюралюминия толщиной  $0,3 \text{ мм}$ . Большие камеры имеют по четыре искровых промежутка шириной  $1 \text{ см}$ , малые — по два промежутка. Радиус центральной пластины большой камеры  $82 \text{ см}$ , малой —  $41 \text{ см}$ . Каждая камера имеет шкалу с градусными делениями. Координата  $u$  трека измеряется при помощи системы наклонных зеркал, расположенных под искровыми камерами.

Искровые камеры запускаются системой из 10 сцинтилляционных счетчиков, включенных в схему совпадений (рис. 2). Разрешающее время схемы совпадений  $2\tau$  равно  $10 \text{ нсек}$ , эффективность регистрации не ниже  $95\%$ .

На установке ВЭП-1 измерения проводились при трех значениях энергии электронов:

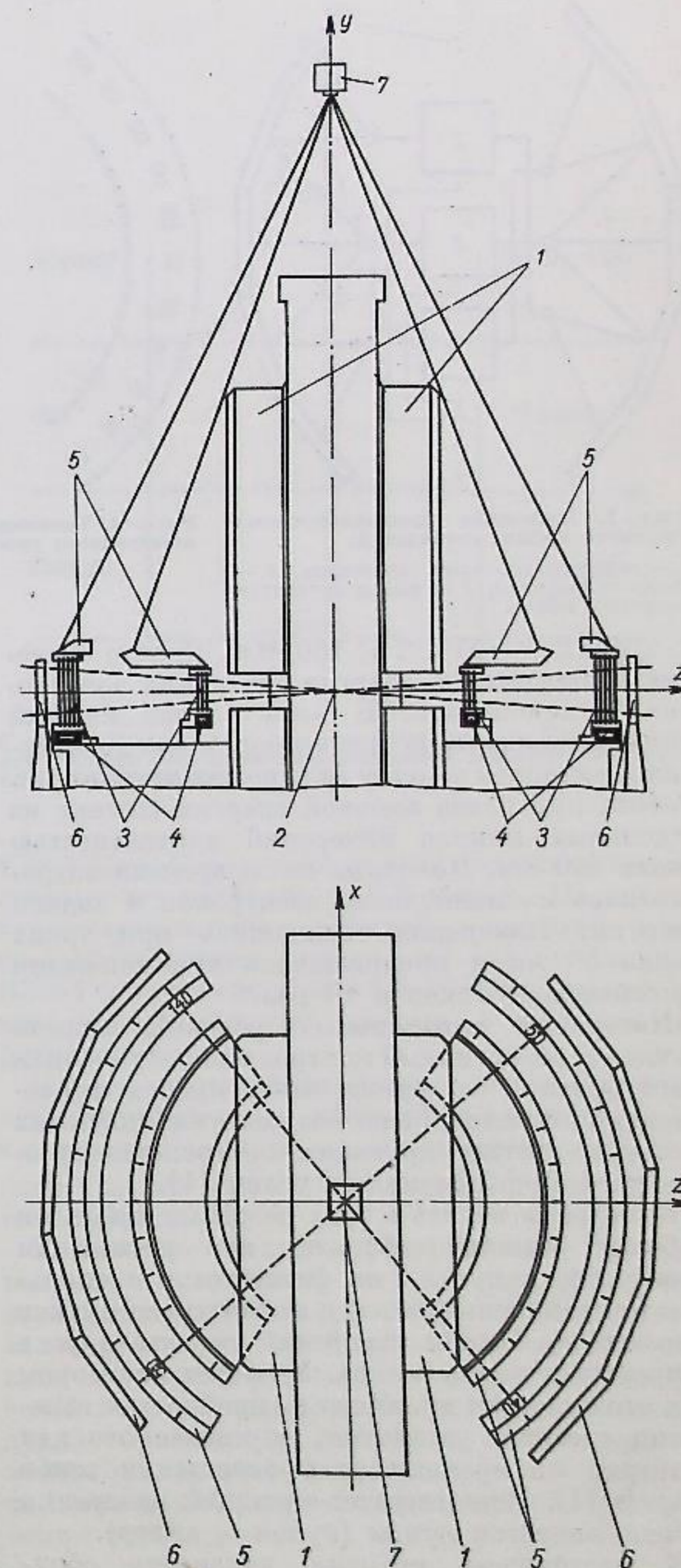


Рис. 1. Схема расположения регистрирующей системы:  
1 — магнит накопителя; 2 — область встречи пучков; 3 — искровые камеры; 4 — зеркала; 5 — призмы; 6 — сцинтилляционные счетчики; 7 — фотокамера.

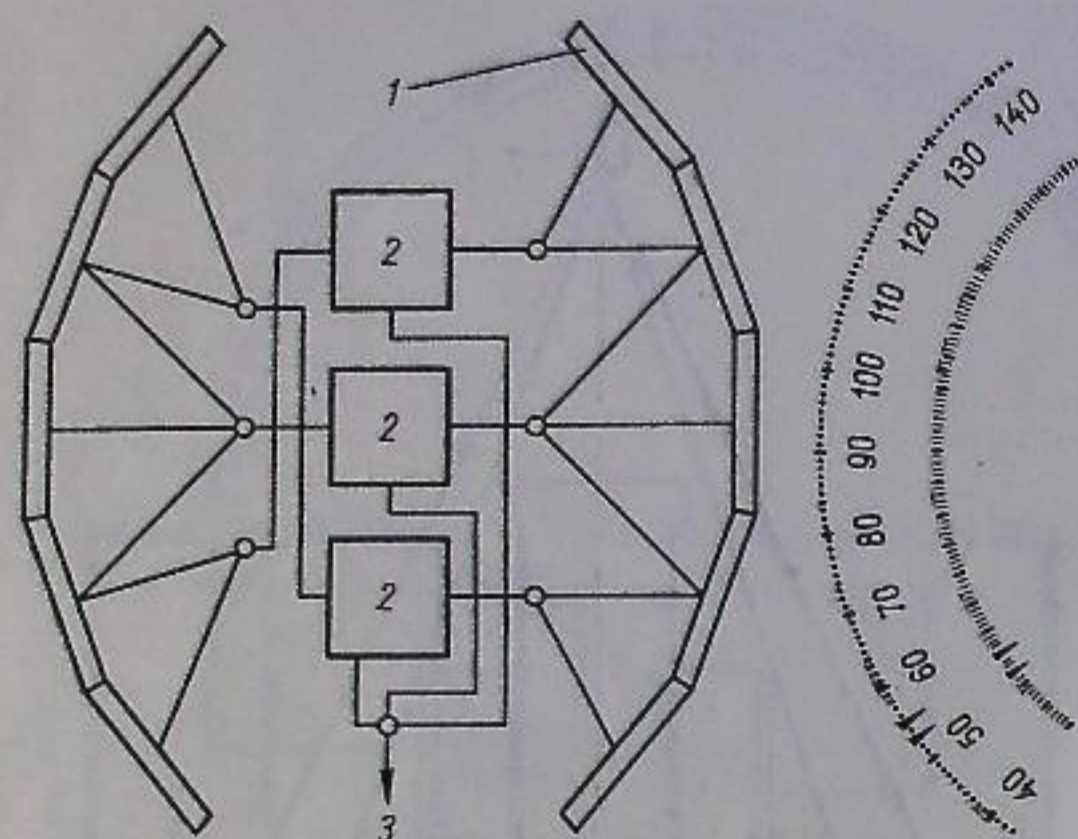


Рис. 2. Включение сцинтилляционных счетчиков в схему совпадений: 1 — сцинтилляционные счетчики; 2 — схемы совпадений; 3 — выход на запуск искровых камер.

2 × 43, 2 × 135 и 2 × 160 Мэв. Первое значение соответствует энергии инжекции электронов в накопитель. В этом случае каждый импульс инжектора используется для добавления электронов на одну из дорожек накопителя. Работа при более высокой энергии состоит из отдельных циклов измерений длительностью около 400 сек. Половина этого времени затрачивалась на накопление электронов и подъем энергии. Измерения начинались при токах около 50 ма и прекращались при снижении произведения токов в 10 раз.

Настройка оптимальных условий встречи пучков и оперативный контроль за сохранением этих условий во время эксперимента проводились при помощи системы сцинтилляционных счетчиков, регистрирующих электрон-электронное рассеяние под малым углом [4].

Измерения велись в трех режимах: основном рабочем режиме («эффект»), при разведении электронных пучков по фазе или в аксиальном направлении («фон») и в отсутствие пучков («космика»). Циклы измерений эффекта и фона непрерывно чередовались. Удобным монитором при этом служил куламетр — прибор для измерения «дебита» установки, определенного как интеграл по времени от произведения токов пучков [4]. Естественной единицей измерения дебита является кулам (кулон × ампер).

К настоящему времени закончена обработка результатов для энергии электронов 2 × 135 Мэв. В этой серии измерений получено около 32 тыс. кадров. На рис. 3 приведена фотография типичного случая электрон-электронного рассеяния.

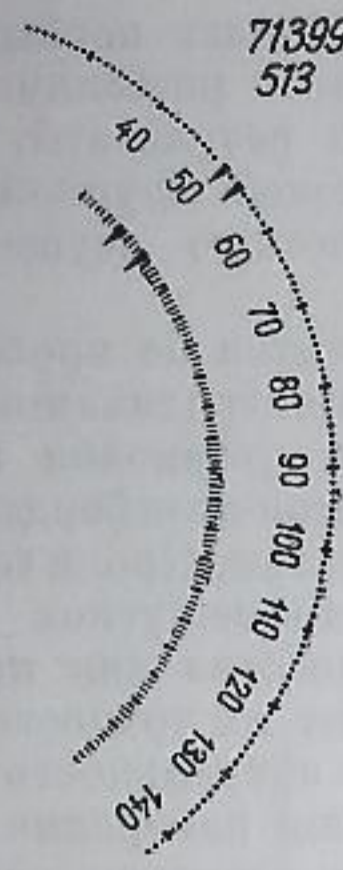


Рис. 3. Типичная фотография события электрон-электронного рассеяния.

При просмотре в качестве «подозрительных» были выделены фотографии, на которых траектории разлета двух электронов грубо коллинеарны. Информация о подозрительных кадрах вводилась в электронную вычислительную машину, которая, восстанавливая пространственную картину события, находит координаты точек пересечения траекторий электронов с медианной плоскостью накопителя.

«Событием рассеяния» признается случай, удовлетворяющий некоторым критериям по расстоянию между полученными таким образом точками для двух электронов ( $\Delta x$  и  $\Delta y$ ), величине среднего значения координат этих точек ( $\bar{x}$  и  $\bar{y}$ ) и коллинеарности. В таблице приведены результаты такой отбраковки.

На рис. 4 показаны гистограммы распределений  $\Delta x$ ,  $\bar{x}$  и  $\Delta \theta$  для «событий рассеяния» и выбранные критерии. На гистограмме распределения  $\Delta \theta$  представлены также случаи, не удовлетворяющие критерию по этому параметру.

Интеграл сечения меллеровского рассеяния по апертуре нашей системы регистрации в пределах  $50^\circ < \theta < 140^\circ$  для центра области встречи составляет  $100/\gamma^2$  мбарн, что для энергии электронов 2 × 135 Мэв дает величину

Результаты измерений

	Эффект	Фон	Космика
Дебит, кулам	62,7	27,6	—
Время, ч	44,5	17,3	21,9
Общее число кадров	20620	8734	2934
Число «подозрительных» кадров	4596	1664	139
Число «событий рассеяния»	1219	27	17
Число «событий рассеяния» при $50^\circ < \theta < 140^\circ$	957	27	16

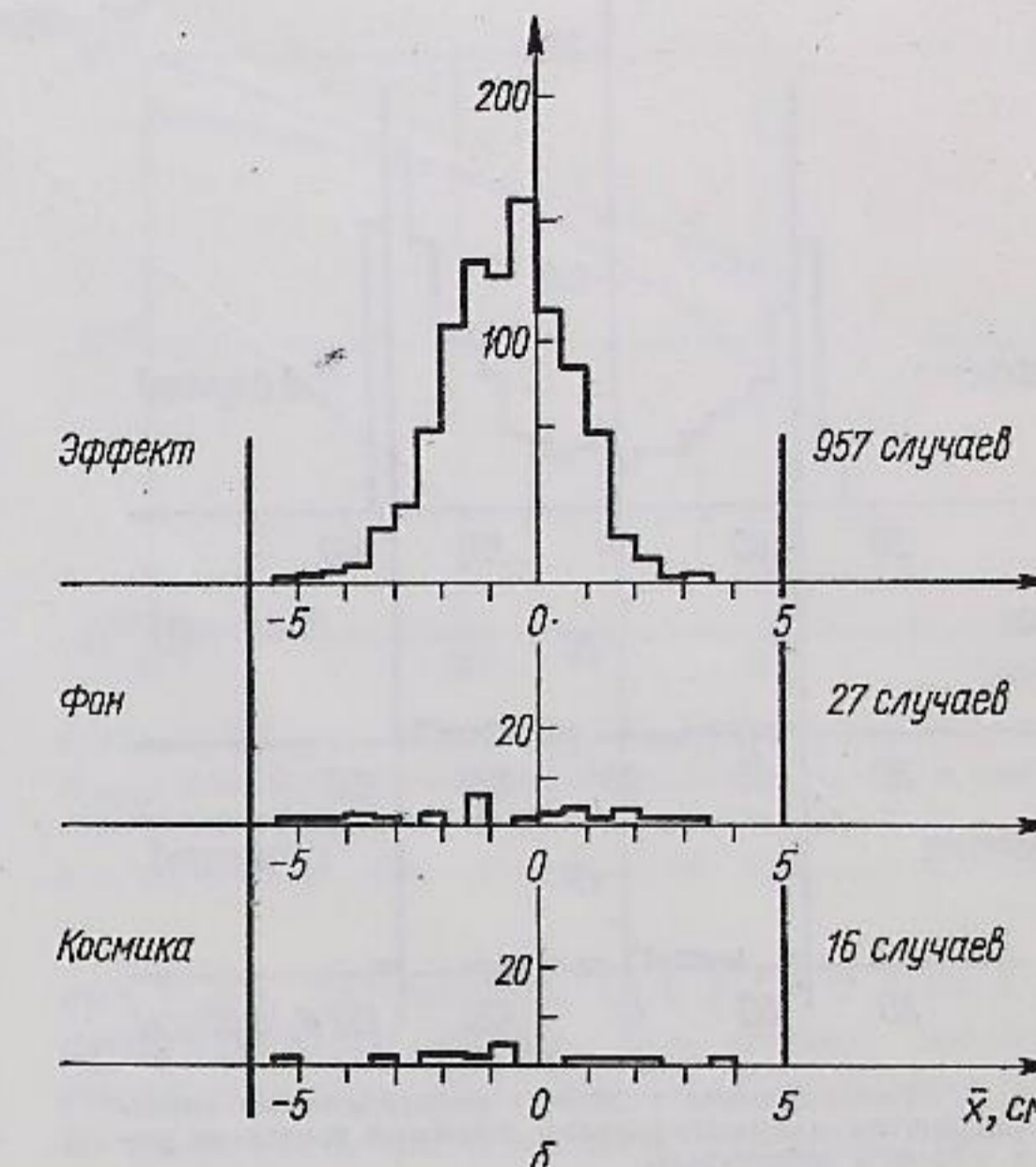
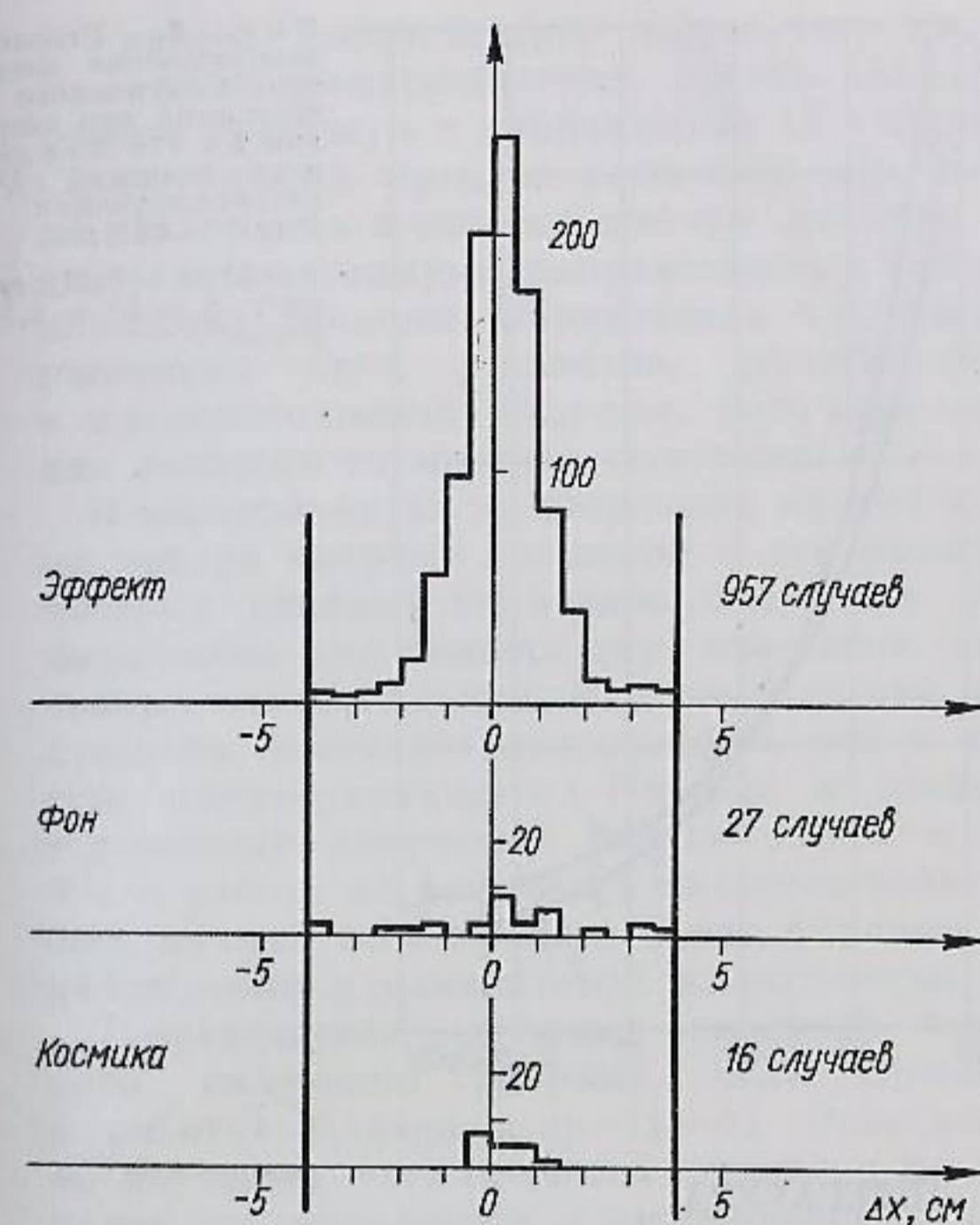
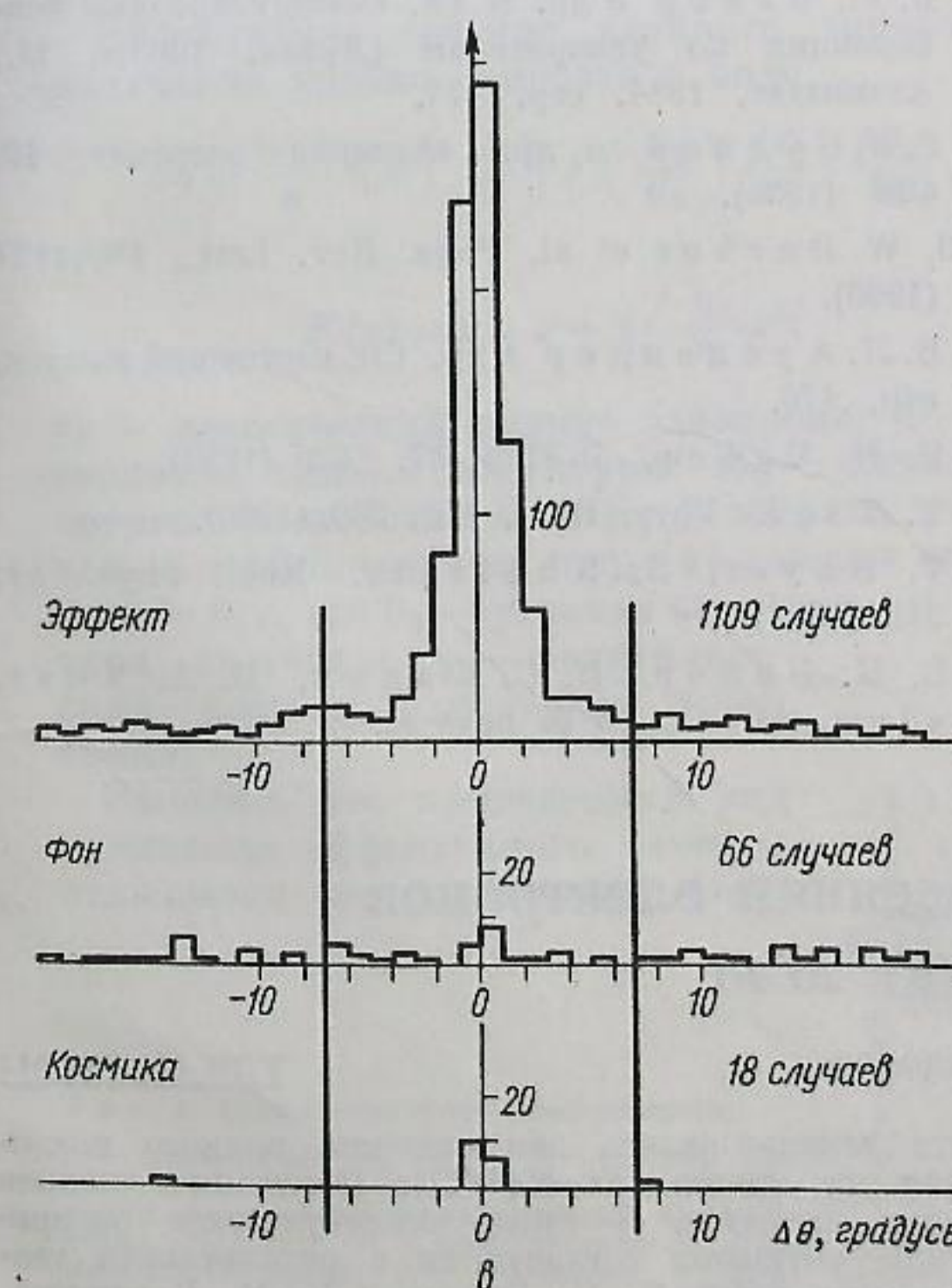


Рис. 4. Гистограммы распределения  $\Delta x$  (а),  $\bar{x}$  (б) и  $\Delta \theta$  (в) для событий рассеяния (вертикальными линиями показаны критерии отбраковки).



1,4 мкбарн. Усреднение по всей области встречи снижает эту величину до 0,9 мкбарн. По числу зарегистрированных событий рассеяния для средней удельной светимости [4] установки ВЭП-1 получена величина  $1,5 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{кулам}^{-1}$ , что не противоречит данным о поперечных размерах пучков.

На рис. 5 показано угловое распределение зарегистрированных событий рассеяния; вертикальными линиями выделена рабочая область апертуры  $50^\circ < \theta < 140^\circ$ , свободная от крайних эффектов.

Полученное угловое распределение проверено на совместимость по критерию  $\chi^2$  с сечением меллеровского рассеяния. Найденное значение вероятности  $P(\chi^2) = 72\%$  свидетельствует об отсутствии заметных нарушений квантовой электродинамики. По аналогии с процедурой обработки, примененной принстон-станфордской группой физиков [3], использован фейнмановский регулятор функции распространения фотона:

$$\frac{1}{q^2} \rightarrow \frac{1}{q^2} \cdot \frac{1}{1 - \lambda^2 q^2}$$

Получено оптимальное по  $\chi^2$  значение элементарной длины  $\lambda$ , отражающей возможное нару-

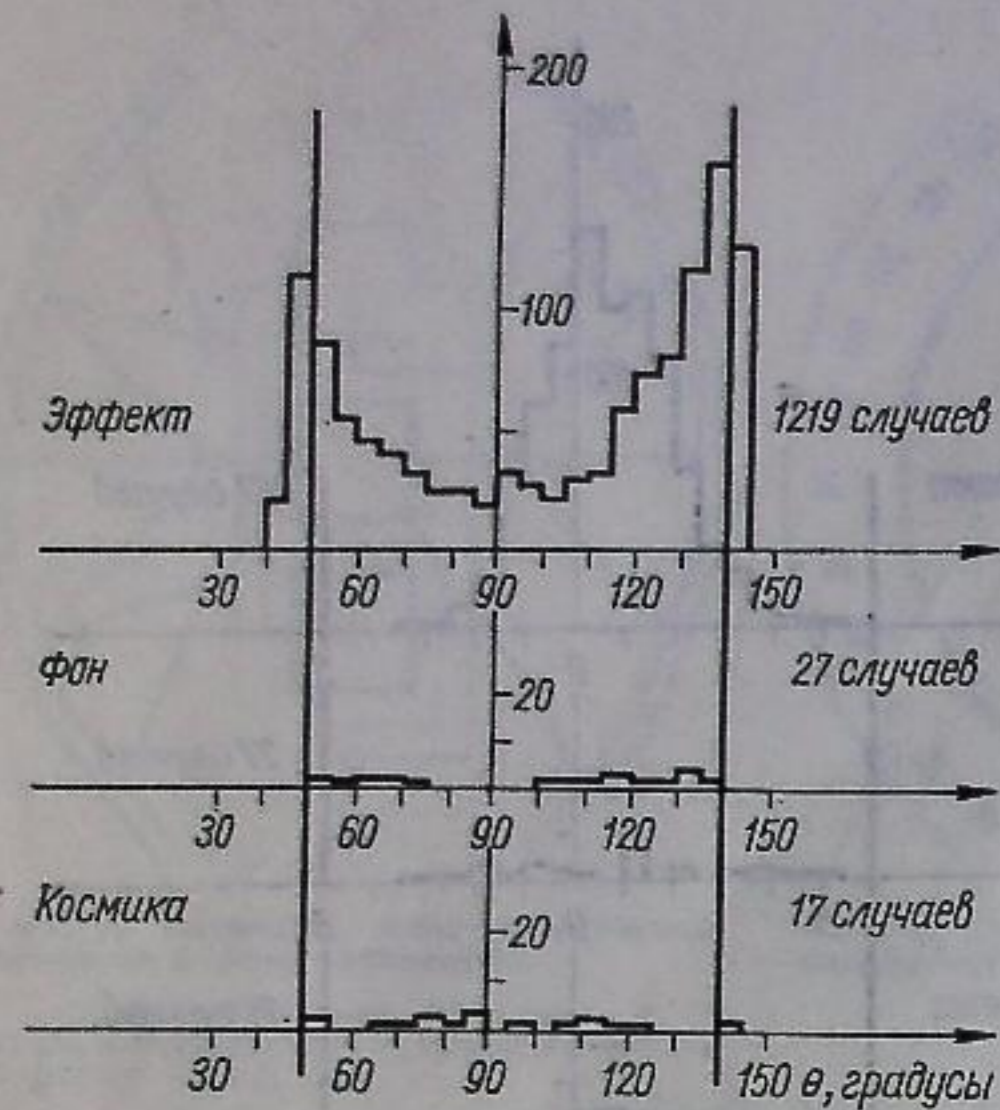


Рис. 5. Гистограммы углового распределения событий рассеяния (вертикальными линиями выделена рабочая область апертуры).

шение квантовой электродинамики [5—7]:

$$\lambda_{\text{опт}}^2 = 0,11 \text{ ферми}^2,$$

для которой границы области при  $P(\chi^2) > 32\%$   
 $0,11 < \lambda^2 < 0,38 \text{ ферми}^2.$

Радиационные поправки во внимание не принимались, так как их угловая зависимость очень слаба и не приводит к изменению углового распределения меллеровского сечения больше чем на 1% [8]. На рис. 6 приведены расчетные кривые угловых распределений для граничных значений  $\lambda^2$  и полученные нами экспериментальные данные.

Результаты настоящей работы практически нечувствительны к способу нормировки фона из-за его небольшой величины.

Поступила в Редакцию 26/XI 1966 г.

## Двойное тормозное излучение в рассеянии электронов на электронах при энергии до $2 \times 160 \text{ Мэв}$

П. И. ГОЛУБНИЧИЙ, А. П. ОНУЧИН, С. Г. ПОПОВ, В. А. СИДОРОВ

УДК 621.384.612

На встречных электронных пучках накопителя ВЭП-1 изучался процесс двойного тормозного излучения в рассеянии электронов на электронах. Измерения проводились при трех значениях энергии электронов:  $2 \times 43$ ,  $2 \times 135$  и  $2 \times 160 \text{ Мэв}$ . В экспери-

менте использовались два счетчика полного поглощения на кристаллах NaJ(Tl). Полученное полное сечение процесса, а также энергетическое распределение  $\gamma$ -квантов согласуются с результатами теоретических работ В. Н. Байера и В. М. Галицкого.

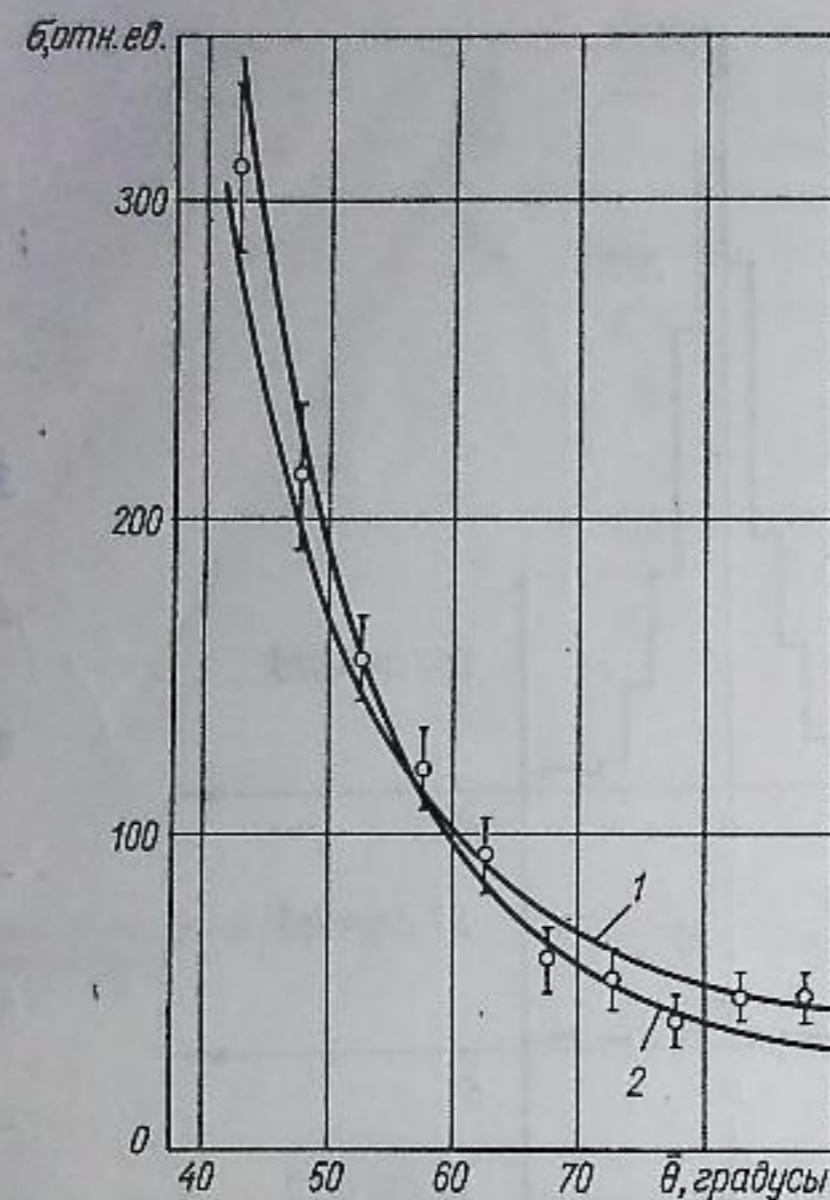


Рис. 6. Угловое распределение электрон-электронного рассеяния при энергии  $2 \times 135 \text{ Мэв}$  для двух значений  $\lambda^2$ , соответствующих  $P(\chi^2) \times 32\%$ :  
 1 —  $\lambda^2 = 0,11 \text{ ферми}^2$ ; 2 —  $\lambda^2 = 0,38 \text{ ферми}^2$ .

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Байер и др. В кн. «Международная конференция по ускорителям (Дубна, 1963)». М., Атомиздат, 1964, стр. 274.
2. Г. И. Будкер и др. «Атомная энергия», 19, 498 (1965).
3. W. Barber et al. Phys. Rev. Lett., 16, 1127 (1966).
4. В. Л. Ауслендер и др. См. настоящий выпуск, стр. 176.
5. В. Н. Байер. ЖЭТФ, 37, 1490 (1959).
6. Y. Tsai. Phys. Rev., 120, 269 (1960).
7. V. Bauer, S. Kheifets. Nucl. Phys., 47, 313 (1963).
8. В. Н. Байер, В. С. Фадин, В. А. Хозе. «Докл. АН СССР» (в печати).

Угловое распределение тормозного излучения ультрарелятивистских электронов имеет резкий максимум в направлении их движения. Симметричный процесс рассеяния электронов на электронах в системе центра инерции дает два таких максимума, направленных в противоположные стороны. Образование в одном акте рассеяния двух  $\gamma$ -квантов, разлетающихся в противоположные стороны, получило название двойного тормозного излучения.

В экспериментах на встречных пучках система центра инерции совпадает с лабораторной, поэтому двойное тормозное излучение легко выделяется при помощи двух счетчиков, включенных на совпадения. Большое сечение этого процесса позволяет использовать его в качестве мониторирующего. Интерес к двойному тормозному излучению связан также с тем, что в работе на встречных позитрон-электронных пучках этот процесс будет фоновым при наблюдении двухквантовой аннигиляции.

Теоретическое изучение двойного тормозного излучения впервые было проведено в работах Байера и др. [1—4]. Эксперимент по изучению этого процесса поставлен на установке со встречными электронными пучками ВЭП-1 [5, 6].

Эффективное сечение двойного тормозного излучения удобно записать в виде

$$d\sigma = \frac{8r_0^2\alpha^2}{\pi} \eta_1 F\left(\frac{E_1}{E_0}\right) F\left(\frac{E_2}{E_0}\right) \frac{dE_1}{E_1} \frac{dE_2}{E_2},$$

где

$$F(x) = 1 - x + \sqrt{\frac{\eta_3}{\eta_1} x^2};$$

$r_0$  — классический радиус электрона;  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры;  $E_0$  — начальная энергия электрона;  $E_1$  и  $E_2$  — энергии  $\gamma$ -квантов. Коэффициенты  $\eta_1$  и  $\eta_3$  [4] зависят только от  $u = \theta_0 \gamma$ , где  $\theta_0$  — угловая апертура счетчика;  $\gamma$  — релятивистский фактор начального электрона.

Заметим, что приведенный вид уравнения эффективного сечения отличается от выражения Бай-

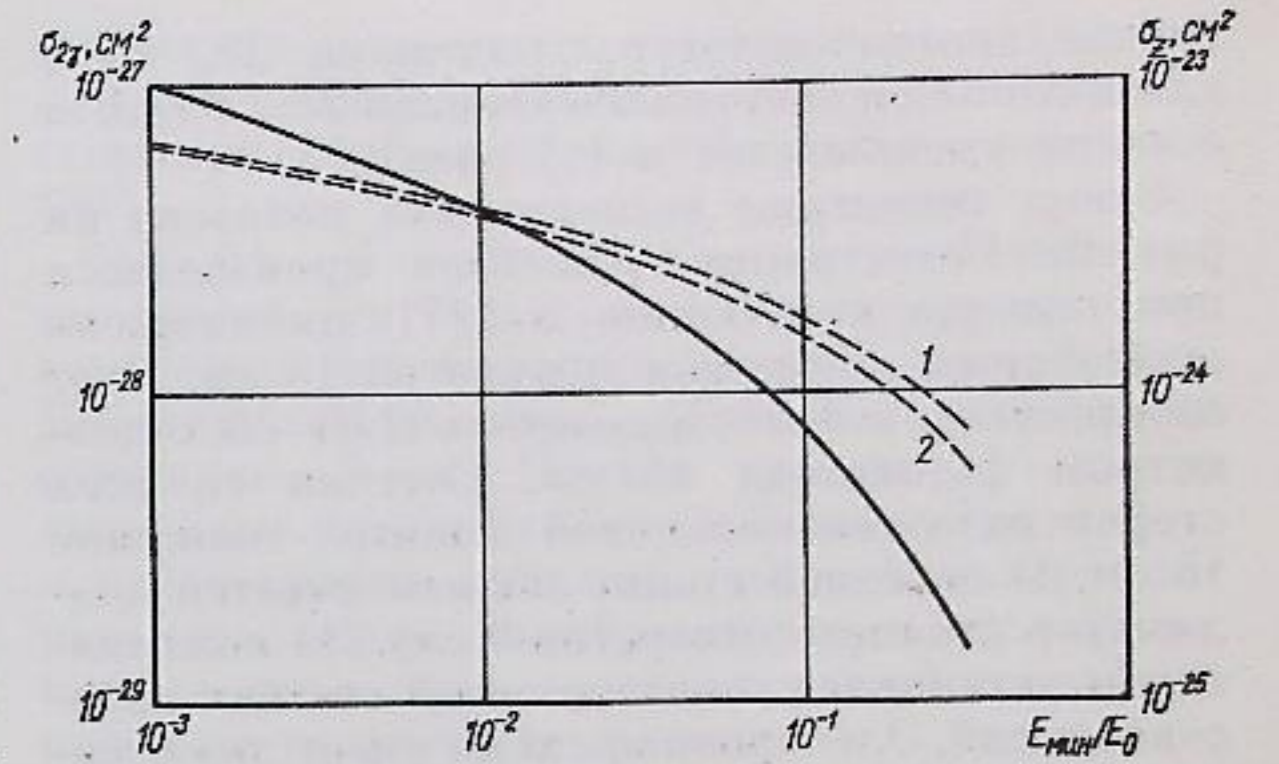


Рис. 1. Полное сечение  $\sigma_{2\gamma}$  с энергией  $\gamma$ -квантов, большей  $E_{\text{мин}}$ , для двойного тормозного излучения (—) и тормозного излучения  $\sigma_z$  на воздухе (---):  
 1 —  $E_0 = 1000 \text{ Мэв}$ ; 2 —  $E_0 = 40 \text{ Мэв}$ .

ера и др. [4] меньше чем на 1%. Но в таком представлении видно, что форма энергетического спектра для одного кванта не зависит от энергии второго кванта. Этот факт легко проверяется экспериментально.

Следует отметить еще одно характерное обстоятельство. Зависимость коэффициентов  $\eta_1$  и  $\eta_3$  от угловой апертуры счетчиков такова, что при изменении  $u$  их отношение меняется слабо (в интересующих нас условиях изменение  $\sqrt{\eta_3/\eta_1}$  не превышает 10%). Это означает, что форма энергетического спектра слабо зависит от угловой апертуры счетчиков.

На рис. 1 приведено интегральное сечение процесса, соответствующее энергии обоих  $\gamma$ -квантов, превышающей  $E_{\text{мин}}$ , для случая достаточно большой апертуры счетчика  $u \gg 1$  (в этом случае  $\eta_1 = 2,30$  и  $\eta_3 = 1,05$ ). Для конечной апертуры счетчиков практически меняется только масштаб шкалы ординат. В нашем

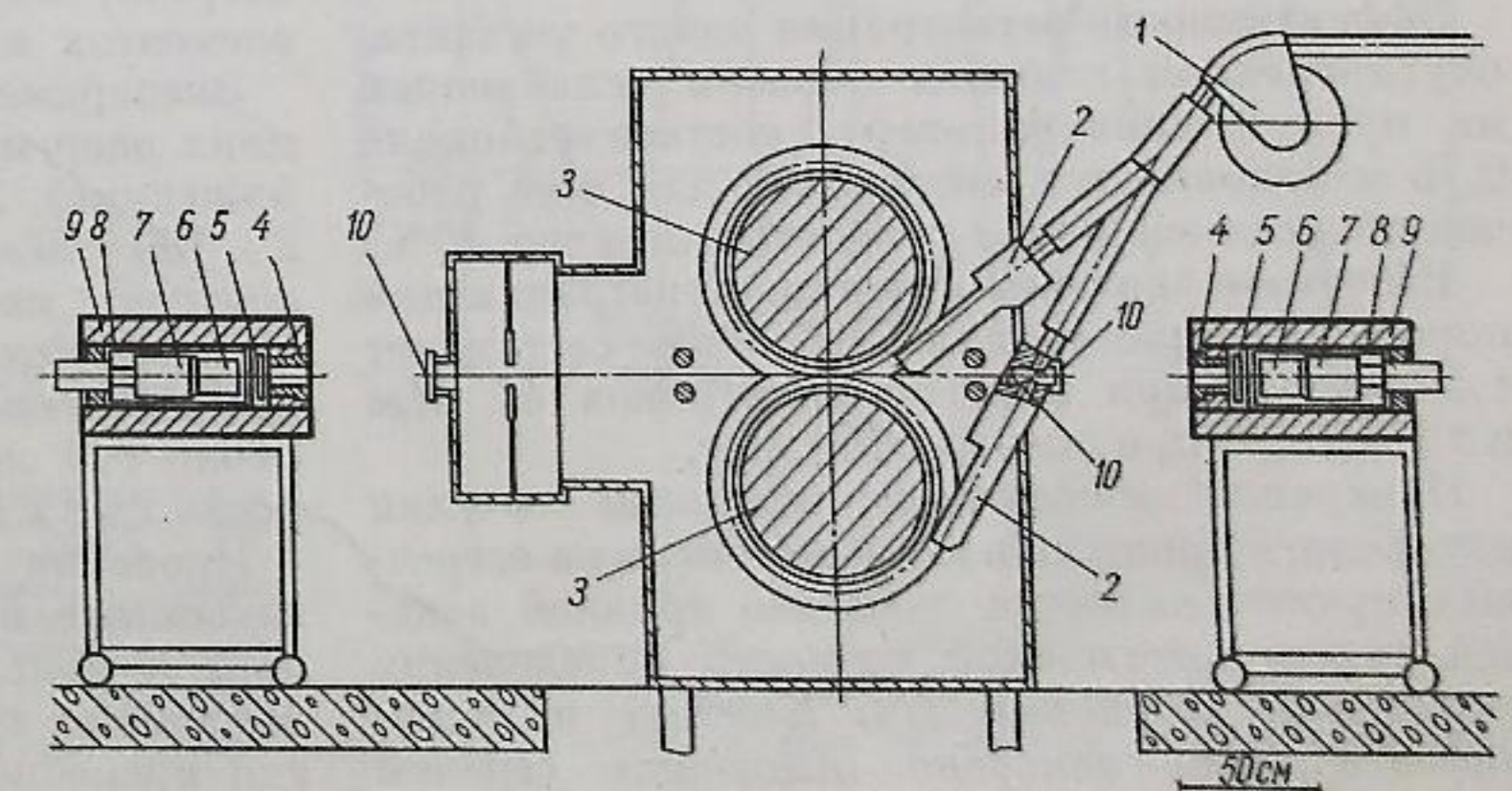


Рис. 2. Схема геометрии эксперимента:

1 — поворотный магнит; 2 — элементы канала; 3 — магниты накопителя; 4 — коллиматор; 5 — счетчик антисовпадений; 6 — кристалл NaJ(Tl); 7 — фотоумножитель; 8 — магнитный экран; 9 — свинцовая защита; 10 — стеклянные окна.

случае, когда апертура счетчиков  $2\theta_0 = 3^\circ$ , для начальной энергии электронов  $2 \times 160 \text{ Мэв}$  сечение уменьшается в 1,4 раза.

Схема геометрии эксперимента показана на рис. 2. Регистрация  $\gamma$ -квантов производится при помощи кристаллов  $\text{NaJ(Tl)}$  цилиндрической формы диаметром и высотой 15 см. Свет собирается на фотоумножитель ФЭУ-65 с диаметром фотокатода 15 см. Счетчик со всех сторон окружен свинцовой защитой толщиной 15 см. В передней стенке защиты имеется коллиматор (диаметр отверстия 9 см). За коллиматором установлен пластмассовый счетчик антисовпадений. Электронная схема имеет два идентичных канала быстро-медленных совпадений, один из которых используется для измерения фона случайных совпадений.

Для приведенной геометрии эксперимента вычислим сечение регистрации:

$$\sigma_p = \sigma_0 \delta_e.$$

где  $\sigma_0$  — эффективное сечение, проинтегрированное по телесному углу счетчиков для центра области взаимодействия;  $\delta$  — коэффициент усреднения сечения по области взаимодействия;  $\epsilon$  — эффективность регистрации.

Расчет сечения регистрации в нашем случае осложняется тем, что электроны в области встречи движутся по круговым орбитам. Поэтому только для центра области встречи касательные к траектории электронов направлены в центр апертур счетчиков. Для любой другой точки области взаимодействия принятое расположение счетчиков неоптимально. Для точного вычисления коэффициента усреднения  $\delta$  необходимо знать форму области взаимодействия в азимутальном направлении, определение которой представляет значительные трудности. Грубые оценки показывают, что для нашей геометрии  $\delta \approx 0,3$ .

Эффективность регистрации одного  $\gamma$ -кванта, обусловленная главным образом ослаблением на пути к сцинтиллятору, составляет около 0,75 и сохраняется постоянной для всей рабочей области энергии с точностью не хуже 10%.

Расчетное значение сечения регистрации для порога дискриминации 10 Мэв составляет 1,5 мкбарн при энергии электронов 43 Мэв и 16 мкбарн при энергии 160 Мэв.

Измерение абсолютной величины сечения изучаемого процесса в экспериментах на встречных пучках является довольно трудной задачей вследствие плохой точности определения светимости установки [7]. Поэтому в эксперименте было измерено отношение сечений

процессов двойного тормозного излучения и электрон-электронного рассеяния на большие углы [8]. Но и в этом случае не устранена принципиальная трудность точного определения отношения коэффициентов  $\delta$  для этих процессов, связанная с плохим знанием геометрии области взаимодействия пучков.

Основной вклад в фон дают случайные совпадения  $\gamma$ -квантов от процессов однократного тормозного излучения на остаточном газе в камере накопителя. Сечение тормозного излучения на воздухе  $\sigma_z$  приведено на рис. 1.

В случае эффективного разрешающего времени схемы совпадений  $2\tau = 1/f$  ( $f$  — частота ускоряющего напряжения накопителя) отношение эффекта  $n$  к фону случайных совпадений  $n_{сл}$  имеет вид

$$\frac{n}{n_{сл}} = \frac{1}{S_{эфф}} \cdot \frac{\sigma_0 \delta}{\sigma_z^2} \cdot \frac{1}{(Nd)^2},$$

где  $S_{эфф}$  — эффективная площадь поперечного сечения области взаимодействия [7];  $N$  — число атомов воздуха в  $1 \text{ см}^3$ ;  $d$  — эффективная длина орбиты, с которой попадают  $\gamma$ -кванты в счетчик.

Отметим, что при данном значении  $S_{эфф}$  отношение эффекта к фону не зависит от токов в пучках и обратно пропорционально квадрату остаточного давления газа в камере накопителя.

Для рабочих условий эксперимента при энергии 43 Мэв и вакууме  $7 \cdot 10^{-8} \text{ торр}$   $S_{эфф} = 0,05 \text{ см}^2$ ,  $n/n_{сл} \approx 0,5$ . При энергии 160 Мэв  $n/n_{сл} \approx 7$ , так как площадь поперечного сечения пучка была в пять раз меньше и вакуум составлял  $3 \cdot 10^{-8} \text{ торр}$ . В реальных условиях эксперимента отношение эффект — фон было в два — четыре раза хуже. Это объясняется тем, что в счетчики попадают  $\gamma$ -кванты, рожденные не только на остаточном газе в месте встречи, но и на различных конструктивных элементах вакуумной камеры.

Эксперименты проводились при трех значениях энергии электронов:  $2 \times 43 \text{ Мэв}$  (режим инжекции),  $2 \times 135 \text{ Мэв}$  (номинальный режим),  $2 \times 160 \text{ Мэв}$  (форсированный режим). При средней светимости установки [7]  $L = 5 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$  для энергии электронов 160 Мэв скорость счета эффекта составляла около 300 отсчет/ч. При энергии 43 Мэв скорость счета была в 20 раз ниже.

Проверка фоновых условий с пучками, разведенными по азимуту (фаза сгустка электронов) и положению их траекторий, показала, что фон от коррелированных во времени событий пренебрежимо мал.

Абсолютное сечение  $\sigma_0$  для порога регистрации 10 Мэв

Энергия электронов, Мэв	Сечение $\sigma_0$ , мкбарн	
	расчет	эксперимент
2×43	4,2	6±3
2×135	66	70
2×160	83	80

Результаты измерений абсолютного сечения  $\sigma_0$  для порога регистрации 10 Мэв приведены в таблице. Как уже указывалось, экспериментальные значения получены нормировкой по электрон-электронному рассеянию на большие углы [8]. Для энергии 43 Мэв приведена статистическая ошибка измерений. Для энергии 135 и 160 Мэв статистическая ошибка пренебрежимо мала. Систематическая ошибка, связанная с неточным учетом отношения коэффициентов  $\delta$ , по нашим оценкам, может составлять 30%.

Для определения энергетического распределения  $\gamma$ -квантов двойного тормозного излучения использовался специальный двухканальный анализатор импульсов.

Калибровка счетчиков была проведена при помощи монохроматических  $\gamma$ -квантов, полученных на этой же установке [9]. Использовался известный метод выделения узкого интервала энергии из тормозного спектра электронов. Схема геометрии метода показана на рис. 3. После подъема энергии электронов в накопителе до нужного значения равновесная орбита сдвигается к мишени настолько, что время жизни электронов уменьшается в несколько раз вследствие их гибели на мишени. Мишень

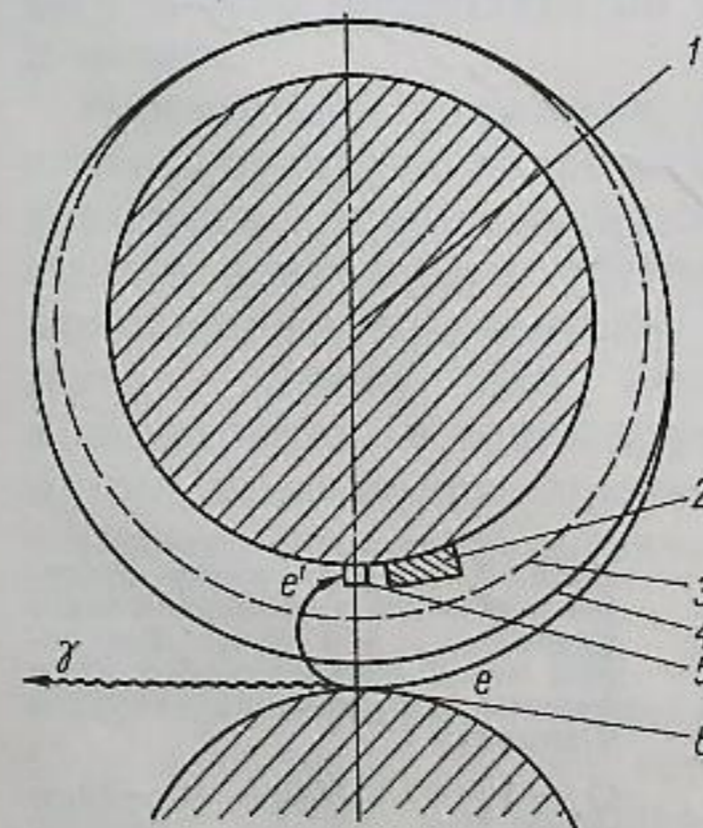


Рис. 3. Принцип получения монохроматических  $\gamma$ -квантов:

1 — сечение магнитов; 2 — защита счетчика электронов; 3 — равновесная орбита в момент инжекции электронов; 4 — рабочая равновесная орбита; 5 — счетчик вторичных электронов; 6 — мишень.

и счетчик вторичных электронов находятся в области однородного магнитного поля и представляют собой спектрометр с фокусировкой на  $180^\circ$ .

На рис. 4 приведены спектры амплитуд импульсов от монохроматических  $\gamma$ -квантов, измеренные тем же амплитудным анализатором. Диаметр коллиматора, расположенного перед счетчиком, 9 см. Подъем кривых в области малых амплитуд обусловлен фоном. Пунктиром показан график функции, которой интерполировалась форма калибровочного спектра при вычислении поправок теоретической кривой на конечное разрешение счетчика.

На рис. 5 приведены экспериментальные результаты распределения  $\gamma$ -квантов по энергии, полученные при энергии электронов  $2 \times 135 \text{ Мэв}$ . Полное число зарегистрированных событий составляет около 30 тыс. Две серии экспериментальных точек соответствуют двум диапазонам энергии второго  $\gamma$ -кванта. Граница между диапазонами выбрана так, чтобы число событий в каждой серии было одинаковым. Как видно, экспериментальные точки обеих серий ложатся на общую кривую, что подтверждает независимость формы спектра от энергии второго  $\gamma$ -кванта. Сплошной линией на рис. 5 представлена расчетная форма спектра. Пунктирная кривая не содержит поправок на конечное разрешение счетчика.

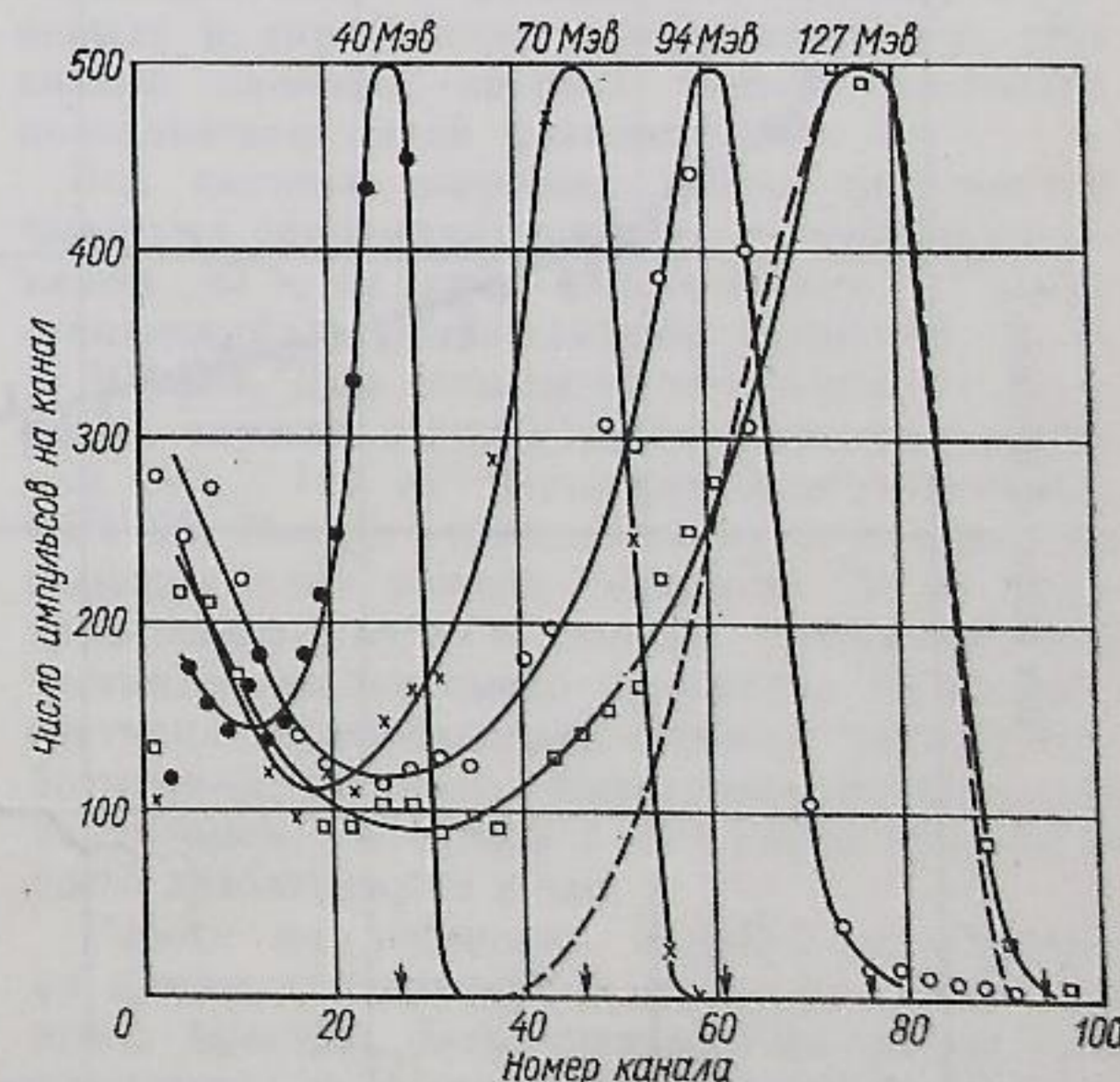


Рис. 4. Калибровочные спектры амплитуд импульсов от счетчика  $\text{NaJ(Tl)}$ . Цифры на кривых указывают энергию  $\gamma$ -квантов.

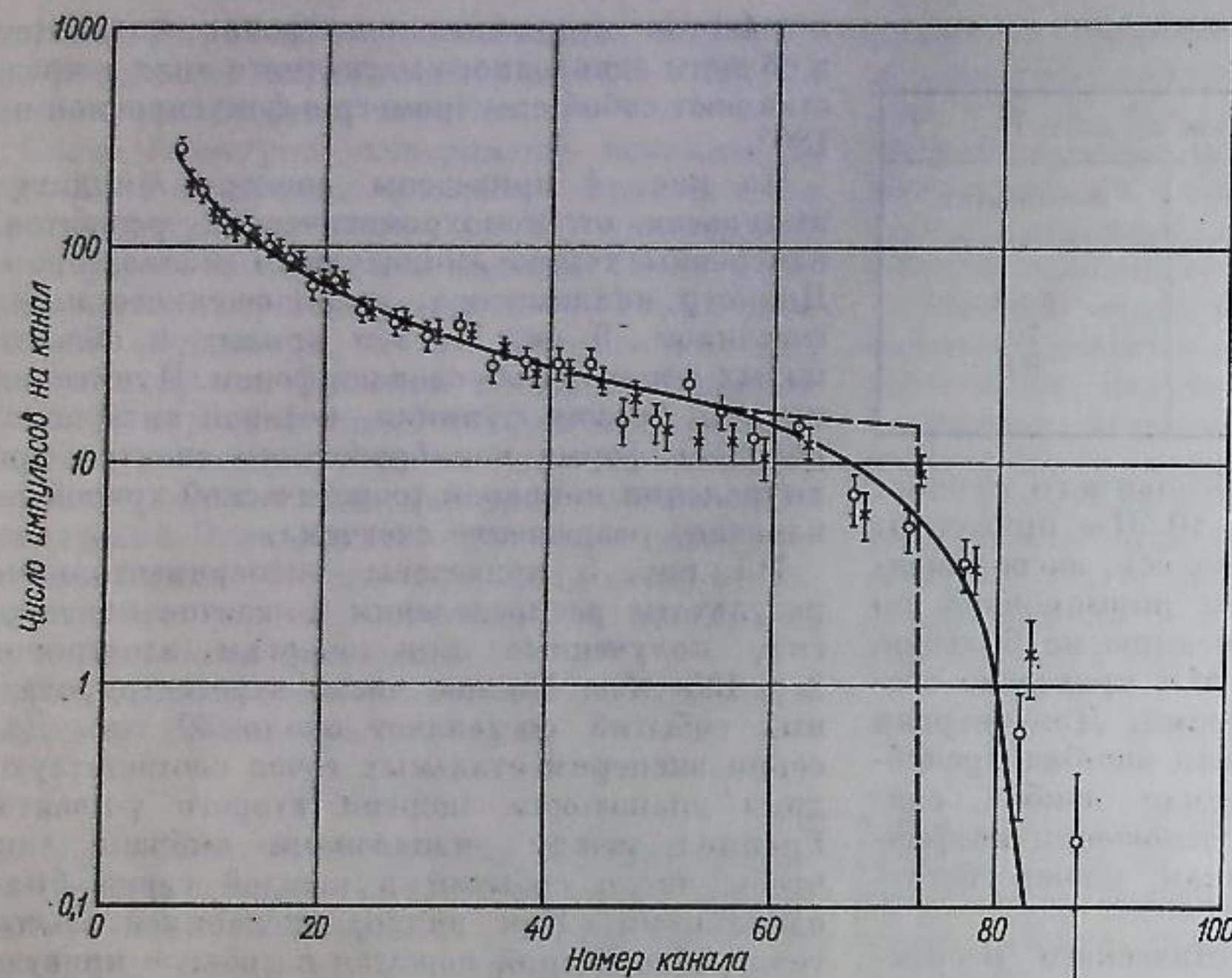


Рис. 5. Энергетические спектры  $\gamma$ -квантов при энергии электронов  $2 \times 135$  Мэв. Две серии точек соответствуют двум диапазонам энергии второго  $\gamma$ -кванта:  
 ○ —  $10 \div 30$  Мэв; × —  $30 \div 135$  Мэв.

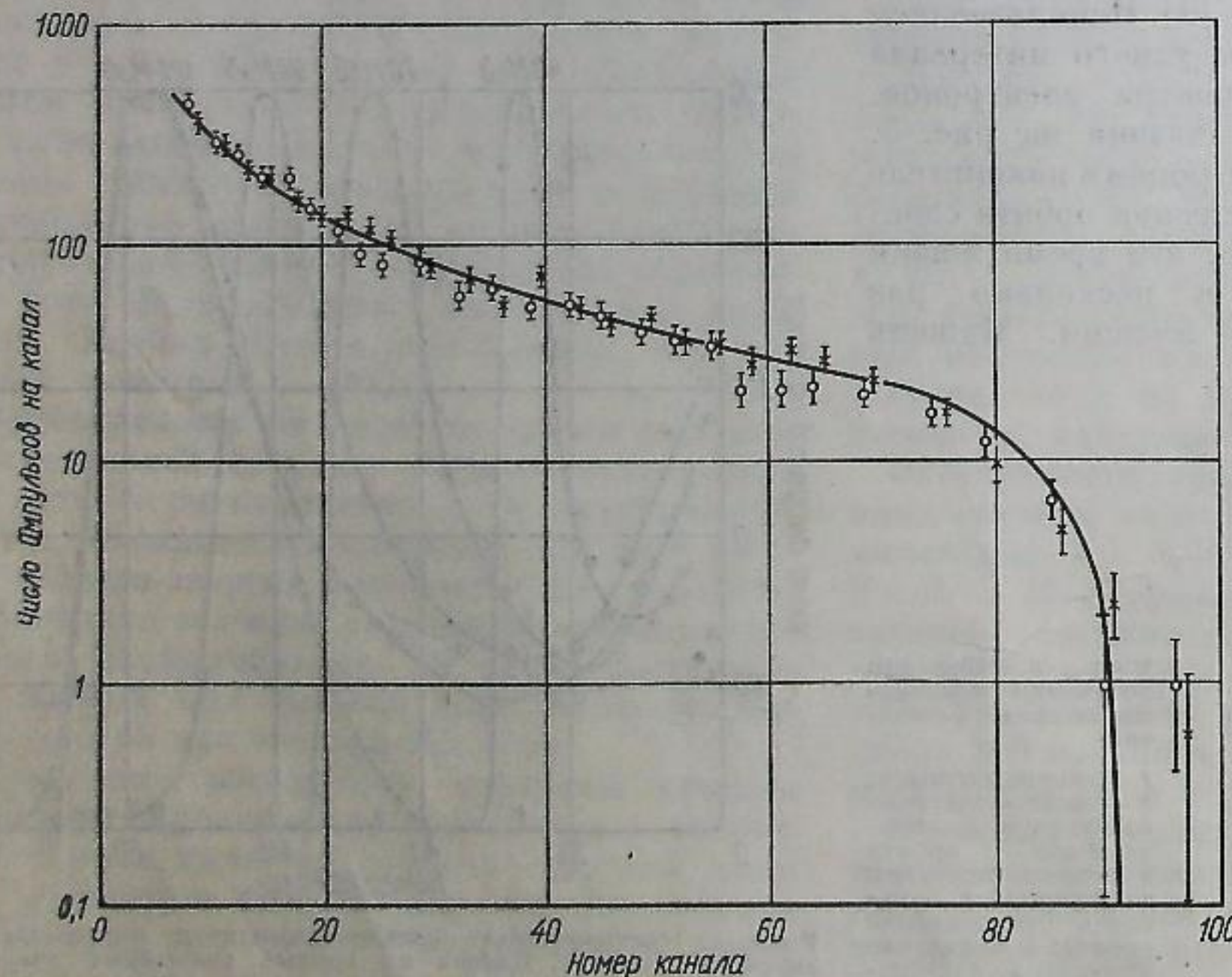


Рис. 6. Энергетические спектры  $\gamma$ -квантов при энергии электронов  $2 \times 160$  Мэв. Две серии точек соответствуют двум диапазонам энергии второго  $\gamma$ -кванта:  
 ○ —  $10 \div 30$  Мэв; × —  $30 \div 160$  Мэв.

Расчетные кривые нормированы на экспериментальные точки в области энергии около 20 Мэв. Видно, что экспериментальные результаты и расчетная кривая находятся в хорошем согласии. Некоторое расхождение в жесткой части спектра лежит в пределах точности калибровки счетчиков.

Аналогичные результаты, полученные при энергии электронов  $2 \times 160$  Мэв, приведены на рис. 6. Полное число зарегистрированных событий составляет около 50 тыс. Калибровочная кривая счетчиков в области энергии выше 130 Мэв проведена экстраполяцией.

В заключение авторы считают приятным делом выразить благодарность большому коллективу сотрудников, работающих на установке ВЭП-1.

Поступила в Редакцию 26/XI 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. Bayer, V. Galitsky. Phys. Lett., 13, 355 (1964).
2. В. Н. Байер, В. М. Галицкий. ЖЭТФ, 49, 661 (1965).
3. В. Н. Байер, В. М. Галицкий. ЖЭТФ (письма), 2, 259 (1965).
4. В. Н. Байер, В. С. Фадин, В. А. Хозе. ЖЭТФ, 50, 1611 (1966).
5. В. Н. Байер и др. В кн. «Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963)». М., Атомиздат, 1964, стр. 274.
6. Г. И. Будкер и др. «Атомная энергия», 19, 498 (1965).
7. В. Л. Ауслендер и др. См. настоящий выпуск, стр. 176.
8. Г. И. Будкер и др. См. настоящий выпуск, стр. 164.
9. Л. С. Коробейников и др. «Ядерная физика» (в печати).

Начало экспериментов на позитрон-электроном накопителе ВЭП-2

В. Л. АУСЛЕНДЕР, Г. И. БУДКЕР, А. А. НАУМОВ, Ю. Н. ПЕСТОВ,  
 В. А. СИДОРОВ, А. Н. СКРИНСКИЙ, А. Г. ХАБАХШАЕВ

УДК 621.384.60:539.124.6

Описаны первые эксперименты по физике высоких энергий на позитрон-электроном накопителе ВЭП-2. Используется система искровых камер с фотографической регистрацией. Измерение светимости установки проведено по позитрон-электронному рассеянию на малые углы.

Установка ВЭП-2 предназначена для проведения экспериментов на встречных пучках по взаимодействию электронов и позитронов с энергией  $2 \times 700$  Мэв [1, 2]. Первый эксперимент проводился при энергии  $2 \times 380$  Мэв. Эта энергия соответствует максимуму сечения образования промежуточного  $\rho$ -мезона, который можно наблюдать по его распаду на два  $\pi$ -мезона.

Накопитель установки представляет собой слабофокусирующий рейстрек с четырьмя одинаковыми прямолинейными промежутками. Радиус равновесной орбиты 150 см, длина прямолинейного промежутка 60 см. Два промежутка служат для инжекции электронов и позитронов, в третьем расположен ВЧ-резонатор; промежуток, противоположный резонаторному, используется для проведения экспериментов.

В этом промежутке установлена система искровых камер, охватывающая телесный угол ( $2 \times 0,7$  стер) вблизи вертикального направления. Схема расположения камер показана

на рис. 1. Первыми на пути разлетающихся частиц помещены искровые камеры с тонкими пластинами для определения углов вылета частиц и координат точки взаимодействия. Тип частиц определяется по характеру их взаимодействия с материалом пластин «ливневых» и «пробежных» искровых камер. Довольно сложная система зеркал позволяет пользоваться одной фотокамерой.

Вся система искровых камер запускается четырьмя сцинтилляционными счетчиками размером  $40 \times 40$  см<sup>2</sup>, включенными в схему совпадений с разрешающим временем  $2\tau = 10$  нсек. Для защиты от космического излучения служит счетчик антисовпадений размером  $160 \times 160$  см<sup>2</sup> на одном фотоумножителе ФЭУ-65. Между этими счетчиками и камерами помещен слой свинца толщиной 20 см, преграждающий путь в счетчик антисовпадений частицам исследуемого процесса. Включение счетчика антисовпадений снижает частоту срабатываний системы, вызванных космическим излучением, более чем в 200 раз и доводит ее до 15 срабатываний в час.

Работа на установке ВЭП-2 распадается на циклы длительностью около 1 ч. Половина этого времени затрачивается на накопление позитронов и электронов. Начальный ток позитронов в среднем по качеству цикла измерений равен 5 ма, ток электронов 40 ма. Время

жизни частиц в накопителе около 1500 сек. Средний дебит установки за цикл измерений составляет 0,1 кулама.

Настройка оптимальных условий встречи пучков и оперативный контроль за сохранением этих условий во время эксперимента проводится при помощи системы сцинтилляционных счетчиков, регистрирующих позитрон-электронное рассеяние под малыми углами [3]. Расчетная величина сечения регистрации для этой системы составляет около 0,3 мбарн при энергии  $2 \times 380$  Мэв. Полученная скорость счета

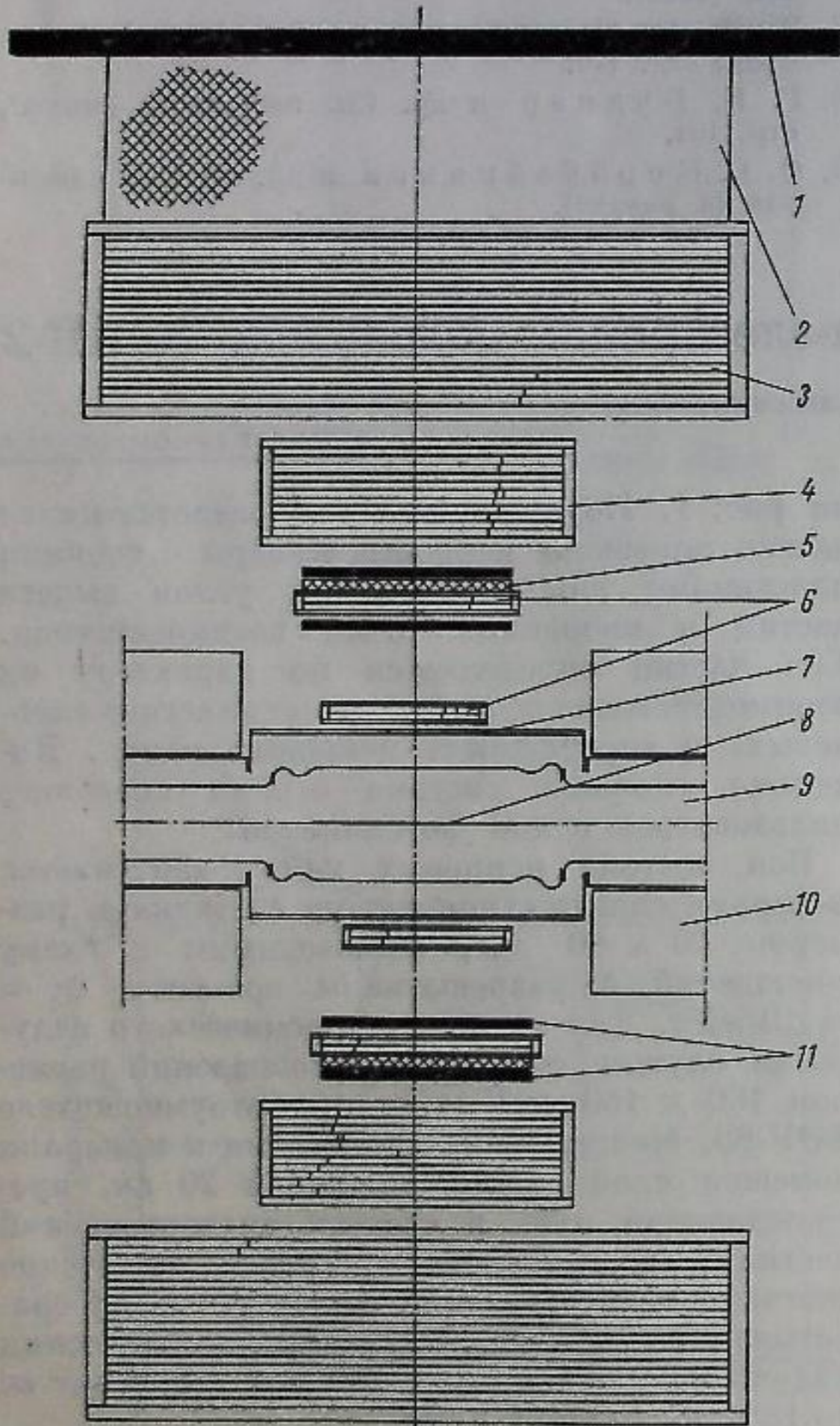


Рис. 1. Система искровых камер:

1 — сцинтилляционный счетчик антисовпадений; 2 — слой свинца толщиной 20 см; 3 — пробегная искровая камера; 4 — ливневая искровая камера; 5 — слой дюрала толщиной 2 см; 6 — искровые камеры с тонкими пластинами; 7 — окно внешней вакуумной камеры; 8 — область встречи; 9 — внутренняя вакуумная камера; 10 — магнит накопителя; 11 — сцинтилляционные счетчики.

7 имп/кулам согласуется с данными о поперечных размерах пучков.

Интеграл сечения позитрон-электронного рассеяния по рабочей апертуре нашей системы искровых камер для центра области встречи составляет 0,13 мбарн. Усреднение по области встречи снижает сечение регистрации примерно в четыре раза. Таким образом, на регистрацию одного события позитрон-электронного рассеяния на большой угол должно приходиться около 10 тыс. отсчетов системы счетчиков, расположенных под малыми углами. Для энергии  $2 \times 380$  Мэв, соответствующей максимуму сечения образования промежуточного  $\rho$ -мезона, сечение регистрации нашей системой  $\pi$ -мезонных пар должно быть примерно в полтора раза больше сечения регистрации событий позитрон-электронного рассеяния [4].

К настоящему времени за 51 ч измерений зарегистрировано около 62 тыс. отсчетов системы счетчиков под малыми углами и получено 4,5 тыс. фотографий срабатывания искровых камер. При просмотре было отобрано 560 фотографий, на которых зарегистрировано прохождение частиц через все четыре искровые камеры с тонкими пластинами. В основном это космические частицы, пропущенные счетчиком антисовпадений, и «вилки» от частиц пучка, погибших на элементах вакуумной камеры. Для каждого из этих случаев графически были построены точки пересечения траекторий двух частиц с медианной плоскостью

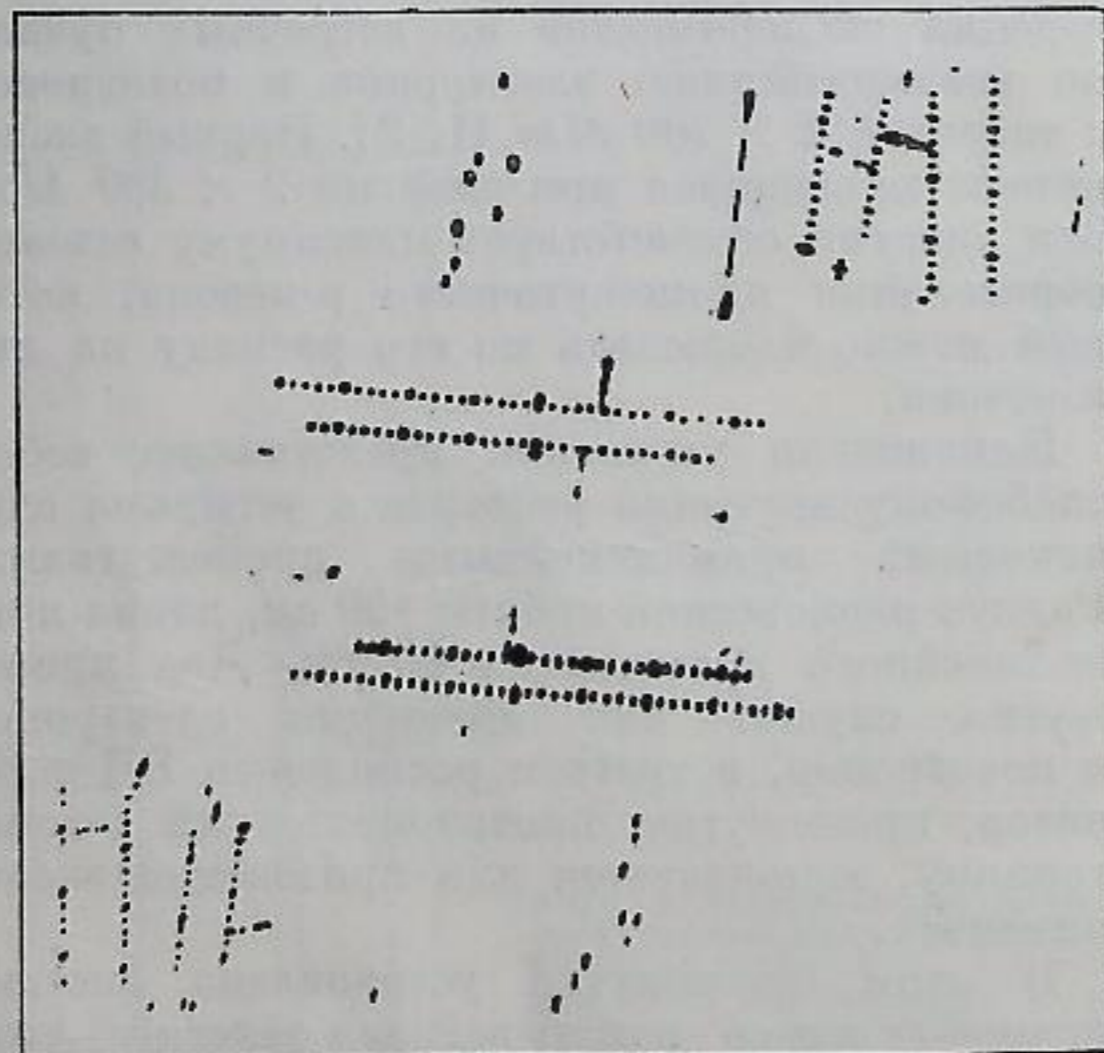


Рис. 2. Фотография события позитрон-электронного рассеяния.

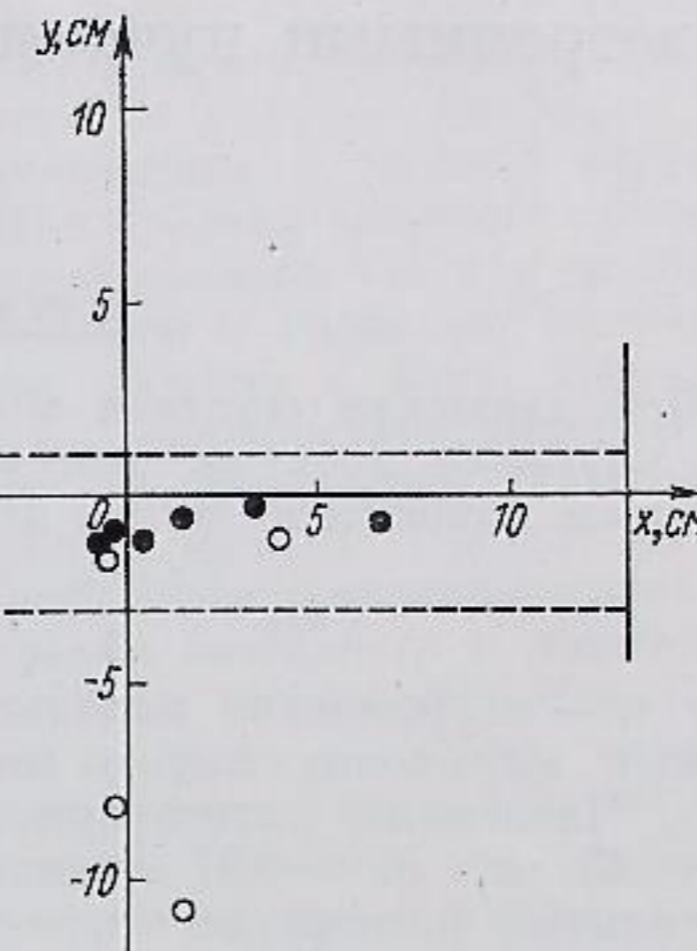


Рис. 3. Распределение событий в медианной плоскости: ● — события, удовлетворяющие критериям позитрон-электронного рассеяния; ○ — события, удовлетворяющие критериям  $\pi$ -мезонной пары.

накопителя. Погрешность определения координат трека в медианной плоскости около 1 см. Таким образом, для реального события расстояние между двумя точками не должно превышать 3 см.

Этому условию и критерию коллинеарности ( $\pm 10^\circ$ ) удовлетворяют 373 фотографии, дальнейший анализ которых проводился по виду треков в ливневых и пробегных камерах. Почти на всех фотографиях (361 случай) видны длинные треки частиц, проходящих бо́льший слой вещества в пробегных камерах, чем это допустимо для  $\pi$ - и даже  $\mu$ -мезонов с полной энергией 380 Мэв. Их происхождение следует отнести за счет космического излучения.

Из оставшихся 12 фотографий шесть уверенно идентифицируются как события позитрон-электронного рассеяния. На рис. 2 приведена одна из таких фотографий с типичной картиной ливня. По числу искр в ливне можно с точностью до 30% определить энергию электрона или позитрона [5]. Такая проверка значительно увеличивает достоверность идентификации. По-

следние шесть фотографий по длине наблюдаемых треков можно отнести к случаям регистрации  $\pi$ -мезонных пар.

На рис. 3 приведено распределение всех 12 случаев в медианной плоскости накопителя. Видно, что все случаи позитрон-электронного рассеяния группируются вдоль траектории пучка. Наблюдаемое смещение от центра системы регистрации подтверждается непосредственными измерениями положения пучка. На рисунке пунктирными линиями выделена условная область встречи. В эту область попадают четыре случая, идентифицированные как  $\pi$ -мезонные пары.

Наличие двух случаев, удовлетворяющих критериям  $\pi$ -мезонных пар, вне области встречи является первой грубой оценкой фона для регистрации этого процесса. Число фоновых событий такого типа внутри области встречи должно быть примерно вдвое меньше, чем вне ее, так как через область встречи проходит третья часть регистрируемых космических частиц.

В заключение следует подчеркнуть, что основная цель настоящего сообщения заключается в информации о начале экспериментов по физике высоких энергий на установке ВЭПП-2. Все приведенные результаты измерений следует считать сугубо предварительными.

Поступила в Редакцию 26/XI 1966 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Ауслендер и др. В кн. «Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963)». М., Атомиздат, 1964, стр. 280.
2. В. Л. Ауслендер и др. «Атомная энергия», 19, 502 (1965).
3. В. Л. Ауслендер и др. См. настоящий выпуск, стр. 176.
4. В. Н. Байер. «Усп. физ. наук», 78, 619 (1962).
5. J. Augustin et al. Nucl. Instrum., 36, 213 (1965).

## Контроль светимости установок со встречными пучками по рассеянию на малые углы

В. Л. АУСЛЕНДЕР, С. И. МИШНЕВ, А. П. ОНУЧИН,  
Е. В. ПАХТУСОВА, С. Г. ПОПОВ, В. А. СИДОРОВ,  
А. Н. СКРИНСКИЙ, А. Г. ХАБАХШАШЕВ

УДК 621.384.612.4:539.124

Оптимальный режим работы установок со встречными электрон-электронными и электрон-позитронными пучками удобно выбрать по измерению рассеяния на малые углы. Большое сечение этого процесса позволяет получать большую скорость счета и оперативно контролировать светимость. В используемых системах электроны и позитроны регистрируются сцинтилляционными счетчиками, включенными в быстро-медленные схемы совпадений. Наблюдаемая скорость счета не противоречит результатам измерений геометрических параметров пучков.

В результате практической работы на установках со встречными пучками выработались некоторые понятия и терминология, которые нам хотелось бы обобщить, прежде чем перейти к конкретному разбору методики регистрации рассеяния на малый угол.

Основной характеристикой экспериментальных возможностей установки со встречными пучками является ее светимость

$$L = \frac{n}{\sigma_p} = \frac{I_1 I_2}{e^2} \cdot \frac{1}{f} \cdot \frac{1}{S_{эфф}}$$

где  $n$  — скорость счета при наблюдении процесса, имеющего сечение регистрации  $\sigma_p$ ;  $I_1, I_2$  — токи пучков;  $f$  — частота ускоряющего напряжения;  $S_{эфф}$  — эффективная площадь поперечного сечения области взаимодействия пучков.

Сечение регистрации удобно записать в виде

$$\sigma_p = \sigma_0 \delta \epsilon,$$

где  $\sigma_0$  — эффективное сечение, проинтегрированное по телесному углу счетчиков для центра области взаимодействия;  $\delta$  — коэффициент усреднения сечения по области взаимодействия;  $\epsilon$  — эффективность регистрации.

В простейшем случае, когда пучки в области встречи движутся по одной прямолинейной траектории и плотность распределения частиц в сгустке имеет гауссовский вид с дисперсиями в аксиальном и радиальном направлениях  $\sigma_z^2$  и  $\sigma_r^2$ ,

$$S_{эфф} = 4\pi\sigma_z\sigma_r.$$

Так как ширина пучка на полувысоте  $z_{1/2} = 2,36\sigma_z$ , то

$$S_{эфф} = 2,26z_{1/2}r_{1/2}.$$

При движении сгустков в области встречи по круговым орбитам, как в электрон-электронном накопителе ВЭП-1 [1, 2],

$$S_{эфф} = \frac{4\pi\sigma_z\sigma_r}{\eta},$$

где  $\eta$  — коэффициент использования пучков. Общее выражение для  $\eta$  имеет громоздкий вид. Численный расчет при радиусе орбиты  $R = 43$  см,  $\sigma_r = 0,07$  см и  $\sigma_z = 4$  см (азимутальный размер) дает  $\eta = 0,6$ .

Целесообразно ввести понятие удельной светимости, связанной лишь с геометрическими условиями встречи,

$$M = \frac{L}{I_1 I_2} = \frac{1}{e^2 f S_{эфф}}$$

и «дебит» установки

$$Q = \int_0^t I_1 I_2 dt.$$

В этих обозначениях число зарегистрированных событий

$$N = Q \bar{M} \bar{\sigma}_p,$$

где  $\bar{M}$  и  $\bar{\sigma}_p$  — средние значения за время измерения.

Естественной единицей измерения дебита является кулам (кулон  $\times$  ампер). Эта величина измеряется специальным интегрирующим прибором — куламетром. Куламетр служит удобным монитором при проведении экспериментов на встречных пучках, так как удельная светимость и сечение регистрации слабо зависят от величины токов.

Измерение абсолютной величины сечения процесса в эксперименте на встречных пучках связано со значительными трудностями, обусловленными необходимостью точного определения удельной светимости установки. Расчет удельной светимости по измерению размеров пучков можно произвести лишь грубо, так как значение  $S_{эфф}$  известно с плохой точностью и к тому же зависит от эффектов встречи и вакуумных условий. Большую точность определения светимости установки можно получить по измерению скорости счета известного процесса.

Для измерения светимости удобно использовать процесс с большим сечением. Этому условию соответствует упругое рассеяние на малые углы, однократное и двойное тормозное излучение. При средних энергиях преимущество имеет первый процесс, так как он обладает большим сечением и позволяет получать лучшее отношение эффекта к фону. Недостаток этого процесса — сильная зависимость сечения регистрации от положения счетчиков относительно орбиты пучков. Процесс двойного тормозного излучения рационально использовать для измерения светимости и мониторинга при энергиях больше 300 Мэв. Преимущество этого процесса — слабая зависимость результатов измерений от геометрических условий эксперимента. Однако для двойного тормозного излучения трудно получить хорошее отношение эффект — фон, еще хуже это отношение в случае однократного тормозного излучения.

Для настройки оптимальных условий встречи и оперативного контроля за сохранением этих условий в эксперименте оказалось удобно использовать процесс рассеяния на малые углы. В этом случае критичность геометрических условий не имеет большого значения, а высокая скорость счета особенно важна.

Рассмотрим подробнее условия измерения на установках со встречными пучками рассеяния на малый угол. Электроны, рассеянные в результате упругих столкновений, совершают бетатронные колебания вокруг равновесной орбиты и будут находиться на максимальном удалении от нее на расстоянии четверти длины волны бетатронных колебаний ( $\lambda/4$ ) от области встречи. В этом месте и следует устанавливать счетчики. Тогда коэффициент усреднения сечения по области взаимодействия  $\delta$  близок к единице и, считая  $\epsilon = 1$ ,

$$\sigma_p = \frac{4r_0^2}{\sqrt{2}} \left( \frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \frac{S}{d^4},$$

где  $r_0$  — классический радиус электрона;  $S$  — площадь счетчика;  $d$  — расстояние от орбиты до центра счетчика. Если линейные размеры счетчика меньше  $d/2$ , то ошибка выражения сечения в таком виде не превышает 10%.

Положение двух пар сцинтилляционных счетчиков на электронном накопителе установки ВЭП-1 [1, 2] показано на рис. 1. Счетчики включены в быстро-медленную схему совпадений. Схема имеет два канала, в один из которых введена задержка для измерения фона случайных совпадений. Специальные экраны,

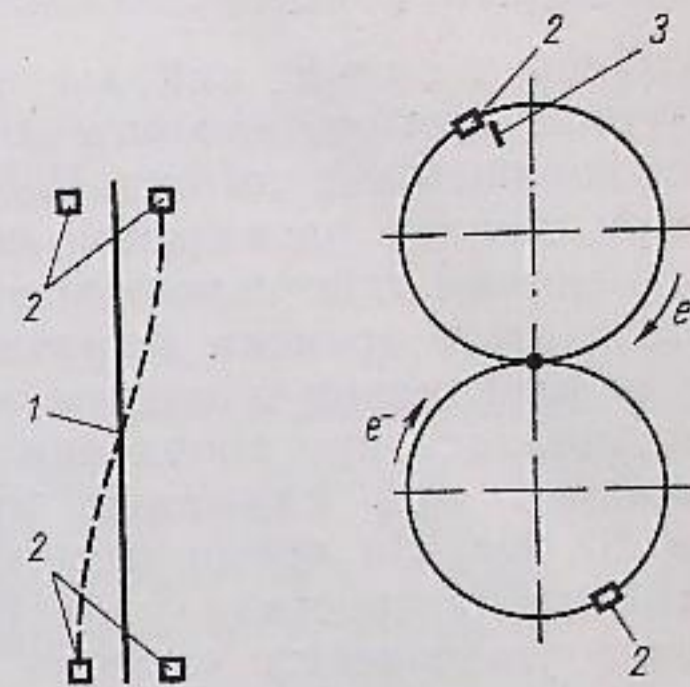


Рис. 1. Положение счетчиков на установке ВЭП-1:  
1 — область встречи; 2 — счетчики;  
3 — экран.

установленные в камере накопителя для локализации места гибели электронов, снижают загрузку счетчиков в три раза. В рабочих условиях отношение эффекта к фону составляло около 0,5 при энергии  $2 \times 43$  Мэв и 10 при энергии  $2 \times 135$  Мэв.

Счетчики под малым углом использовались для выбора оптимальных условий встречи (положение сгустков, угол встречи пучков, рабочие токи), а также непрерывного контроля за эффективностью встречи во время проведения всех экспериментов. Для примера на рис. 2 приведены результаты измерения зависимости удельной светимости от аксиального смещения орбит в случае движения сгустков под углом друг к другу и при лобовом соударении.

Эксперименты на установке ВЭП-1 проводились при трех значениях энергии электронов:  $2 \times 43$ ,  $2 \times 135$  и  $2 \times 160$  Мэв. Первое значение соответствует энергии инжекции. В этом

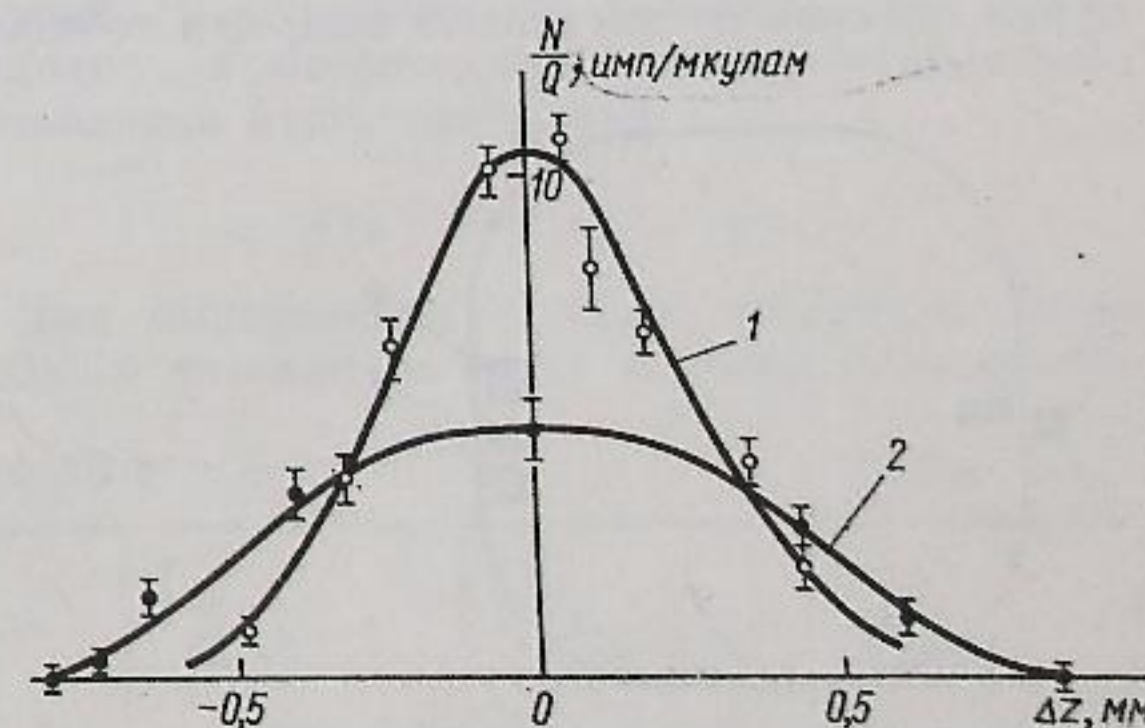


Рис. 2. Зависимость числа рассеянных электронов на милликулам от аксиального смещения пучков:  
1 — лобовое соударение; 2 — соударение под углом  $0,2^\circ$ .



случае каждый импульс инжектора используется для добавления электронов на одну из дорожек накопителя. Работа при более высокой энергии распадается на отдельные циклы измерений длительностью около 400 сек. Половина этого времени затрачивалась на накопление электронов и подъем энергии. Измерения начинались при токах около 50 ма и прекращались при снижении произведения токов в 10 раз. За время измерения удельная светимость возрастала примерно в два раза за счет уменьшения влияния эффектов встречи.

Удельная светимость установки при энергии  $2 \times 135$  Мэв, полученная по результатам измерения рассеяния на большие углы, составляет  $1,5 \cdot 10^{31}$  см<sup>-2</sup>·кулам<sup>-1</sup> [3]. Полученное отсюда сечение регистрации рассеяния электронов на малый угол  $\sigma_p = 0,8$  мбарн, что ниже расчетного значения примерно в два раза. Это различие можно полностью отнести за счет погрешности в определении положения счетчиков относительно пучков. Усредненная по времени измерений скорость счета системы регистрации электрон-электронного рассеяния под малыми углами составляет около 5 имп/сек, что соответствует средней светимости установки  $5 \cdot 10^{27}$  см<sup>-2</sup>·сек<sup>-1</sup>.

Сравнение расчетного значения удельной светимости с экспериментальным было проведено при энергии  $2 \times 43$  Мэв. При этой энергии поперечные размеры пучка составляют около 1 мм и точность их измерения не хуже 10%. Экспериментальные результаты, полученные при помощи счетчиков под малыми углами при отсутствии эффектов встречи, согласуются с расчетным значением удельной светимости в пределах 30% точности. При более высокой энергии аксиальный размер пучка становится настолько мал, что точность

его измерения резко ухудшается. В этом случае измерение скорости счета регистрации известного процесса является практически единственным способом определения светимости установки.

Положение счетчиков на электрон-позитронном накопителе установки ВЭП-2 [4, 5] показано на рис. 3. Счетчики смещены в радиальном и аксиальном направлениях относительно равновесной орбиты. Позитроны регистрируются двумя счетчиками, включенными на совпадения. По направлению движения электронного пучка позитронные счетчики экранируются свинцом. Двойной счетчик и свинцовый экран снижают загрузку позитронного канала на два порядка. Кроме того, специальная схема выделяет события по фазе ускоряющего напряжения с точностью  $\pm 3$  нсек. Эти меры позволили получить отношение эффекта к фону около единицы.

Первые эксперименты на установке ВЭП-2 проводятся при энергии  $2 \times 380$  Мэв [6]. Длительность одного цикла измерений составляет около 3000 сек, из них половина затрачивается на накопление позитронов и электронов. Начальные токи электронов и позитронов составляют около 40 и 5 ма соответственно, что позволяет получать за средний по качеству цикл измерений дебит  $Q = 0,1$  кулама.

В эксперименте получена скорость счета системы регистрации электрон-позитронного рассеяния под малыми углами около 7 отсчет/мкулам. Для этой системы расчетная величина  $\sigma_p = 0,3$  мбарн и, следовательно, удельная светимость установки  $M = 2 \times 10^{31}$  см<sup>-2</sup>·кулам<sup>-1</sup>. Это значение  $M$  не противоречит результатам, полученным при измерении поперечных размеров пучков. Усредненная по времени измерений светимость установки составляет около  $1 \cdot 10^{27}$  см<sup>-2</sup>·сек<sup>-1</sup>.

Поступила в Редакцию 26/XI 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Байер и др. В кн. «Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963)». М., Атомиздат, 1964, стр. 274.
2. Г. И. Будкер и др. «Атомная энергия», 19, 498 (1965).
3. Г. И. Будкер и др. См. настоящий выпуск, стр. 164.
4. В. Л. Ауслендер и др. В кн. «Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963)». М., Атомиздат, 1964, стр. 280.
5. В. Л. Ауслендер и др. «Атомная энергия», 19, 502 (1965).
6. В. Л. Ауслендер и др. См. настоящий выпуск, стр. 173.

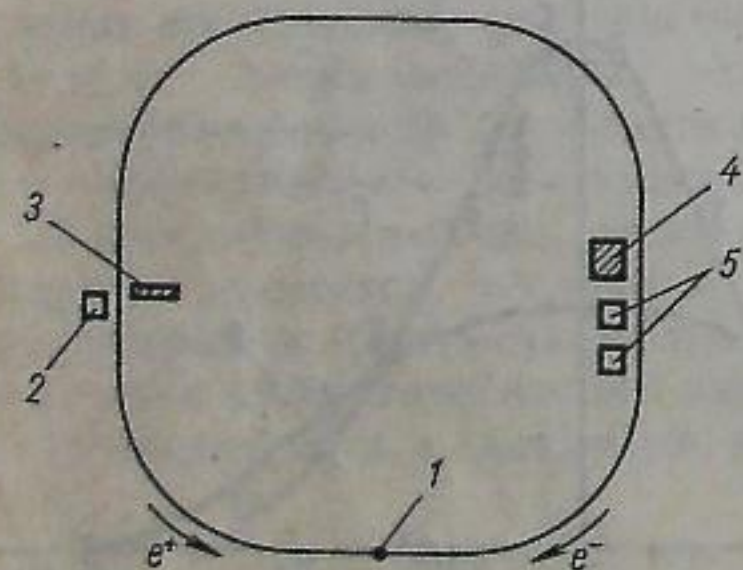


Рис. 3. Положение счетчиков на установке ВЭП-2:  
1 — область встречи; 2 — электронный счетчик; 3 — экран; 4 — свинцовая защита; 5 — позитронные счетчики.

Проявление нелинейных резонансов бетатронных колебаний в накопителях

В. Л. АУСЛЕНДЕР, Л. С. КОРОБЕЙНИКОВ, Г. Н. КУЛИПАНОВ,  
С. И. МИШНЕВ, С. Г. ПОПОВ, А. И. СКРИНСКИЙ,  
Г. М. ТУМАЙГИН, Ю. М. ШАТУНОВ

УДК 621.384.60:621.384.612.4

Приведены результаты исследований влияния нелинейных резонансов высоких порядков бетатронных колебаний на время жизни и размеры накопленного пучка при различных энергиях. Изучалось влияние резонансов на накопление. Обсуждается механизм потери частиц.

Эффективность работы установки со встречными пучками существенно зависит от выбора рабочей точки, так как близость частот бетатронных колебаний ( $\nu_z$  и  $\nu_r$ ) к нелинейным резонансам приводит к увеличению поперечных размеров пучка, уменьшению времени жизни, а также к потере частиц при накоплении. Кроме того, эффекты взаимодействия пучков при встрече также приводят к возбуждению нелинейных резонансов [1].

В настоящей работе приводятся результаты изучения нелинейных резонансов бетатронных колебаний на установках ВЭП-1 и ВЭП-2. Описание установок приведено в работе [2], характеристики магнитных систем даны в табл. 1. Основные результаты получены для одного пучка (без встречного) малой интенсивности.

Как известно [3, 4], нелинейные резонансы бетатронных колебаний наблюдаются, если

$$a\nu_z + b\nu_r = q,$$

где  $a$ ,  $b$  и  $q$  — простые числа любого знака;  $\nu_z$ ,  $\nu_r$  — частоты аксиальных и радиальных бетатронных колебаний.

На рис. 1,  $a$ ,  $b$  показаны диаграммы резонансов для ВЭП-1 и ВЭП-2 в соответствующих областях  $\nu_z$  и  $\nu_r$ . Максимальный порядок резонанса  $P = |a| + |b| = 10$ .

В рабочей точке для ВЭП-1  $\nu_z^2 + \nu_r^2 = 1$ , для ВЭП-2  $\nu_z^2 + \nu_r^2 = 1,195$ . Система изме-

нения  $\nu_z$  ( $\nu_r$ ) на ВЭП-1 [5] искажает орбиту, в результате чего  $\nu_z^2 + \nu_r^2 = 1 + f(I)$ , где  $I$  — ток в системе изменения  $\nu_z$  ( $\nu_r$ ). Также и на ВЭП-2: при изменении  $\nu_z$  ( $\nu_r$ ) сумма  $\nu_z^2 + \nu_r^2 \neq \text{const}$ . Диаграммы резонансов построены с учетом изменения  $\nu_z^2 + \nu_r^2$  (при  $E = 43$  Мэв для ВЭП-1 и  $E = 150$  Мэв для ВЭП-2). Кроме резонансов, указанных на диаграмме, следует также ожидать возникновения синхробетатронных резонансов [6], так как вследствие возмущений магнитного поля вблизи нелинейных резонансов амплитуда и фаза бетатронных колебаний испытывают биения с частотой порядка  $\delta$ , где  $\delta = q - |a\nu_z + b\nu_r|$  — расстояние до резонанса. Кроме того, при наличии квадратичной нелинейности  $\frac{dv}{dr} \neq 0$  частота бетатронных колебаний меняется из-за радиально-фазовых колебаний:

$$\nu(t) = \nu_0 + a_{p,\phi} \frac{dv}{dr} \sin \Omega t,$$

где  $a_{p,\phi}$  — амплитуда радиально-фазовых колебаний;  $\Omega$  — частота радиально-фазовых колебаний. Поэтому, если  $\delta = \frac{n\Omega}{\omega_0} = n\nu_s$  ( $n = \pm 1, \pm 2, \dots$ ;  $\omega_0$  — частота обращения), возникает синхробетатронный резонанс вблизи нелинейного, приводящий к увеличению биений амплитуд бетатронных колебаний, аналогично случаю, рассмотренному в работе [6]. Тогда условие возникновения синхробетатронных резонансов будет иметь вид

$$a\nu_z + b\nu_r + n\nu_s = q.$$

Для определения степени опасности нелинейных резонансов была изучена зависимость

Характеристики магнитных систем установок ВЭП-1 и ВЭП-2

Таблица 1

Накопитель	$\nu_z$	$\nu_r$	$\nu_r^2 + \nu_z^2$	$\frac{dv}{dr}$ , см <sup>-1</sup>	$\frac{d\nu_z}{d(a_z)^2}$ , см <sup>-2</sup>	$\frac{d\nu_r}{d(a_r)^2}$ , см <sup>-2</sup>
ВЭП-1	0,69—0,89	0,74—0,51	1—1,04	$6 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-3}$
ВЭП-2	0,78—0,87	0,76—0,65	1,184—1,195	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$< 5 \cdot 10^{-5}$	$< 5 \cdot 10^{-5}$

времени жизни от частоты бетатронных колебаний. Одновременно проводилось фотографирование пучка.

На рис. 2 и 3, а приведены зависимости времени жизни пучка от  $\nu_z$  ( $\nu_r$ ) на установках ВЭП-1 и ВЭП-2, на рис. 3, б — для оставшегося в накопителе ВЭП-2 тока после однократного возбуждения аксиальных бетатронных колебаний пучка до амплитуды, составляющей ~75% от аксиальной апертуры. На рис. 4

и 5\* показаны фотографии пучка с затухшими колебаниями при различных значениях  $\nu_z$  ( $\nu_r$ ) на установке ВЭП-1. На рис. 6 показан процесс затухания радиальных и аксиальных колебаний пучка после удара инфлектором при различных значениях  $\nu_z$  ( $\nu_r$ ) на установке ВЭП-2. Как и следовало ожидать, время жизни и поперечные размеры пучка, а также выбивание частиц при ударе существенно зависят от близости к нелинейным резонансам. На наших установках опасными являются резонансы, приведенные в табл. 2.

Поскольку синхробетатронные резонансы изучены слабо, в табл. 2 они выделены отдельно от основных нелинейных резонансов. Чтобы показать действительную опасность синхробетатронных резонансов, более подробно была снята зависимость времени жизни пучка от  $\nu_z$  ( $\nu_r$ ) в области резонансов  $2\nu_r + \nu_z - n\nu_s = 2$  для трех значений напряжения на резонаторе  $U_p$  (рис. 7). Так как при изменении  $U_p$  меняется  $\nu_s$ , положение резонансов по  $\nu_z$  ( $\nu_r$ ) смещается. Как видно из табл. 3, это смещение хорошо соответствует изменению  $\nu_s$ .

Из рис. 7 видно, что для  $U_p$ , равного 4,0 и 2,5 кВ, проявляются резонансы с  $n$ , равным 1 и 2, а для  $U_p = 0,75$  кВ резонансы с  $n$ , равным 1; 2; 3; 4.

\* На всех фотографиях поперечного сечения пучка частиц в установке ВЭП-1 следует учитывать, что медианная плоскость вертикальна.

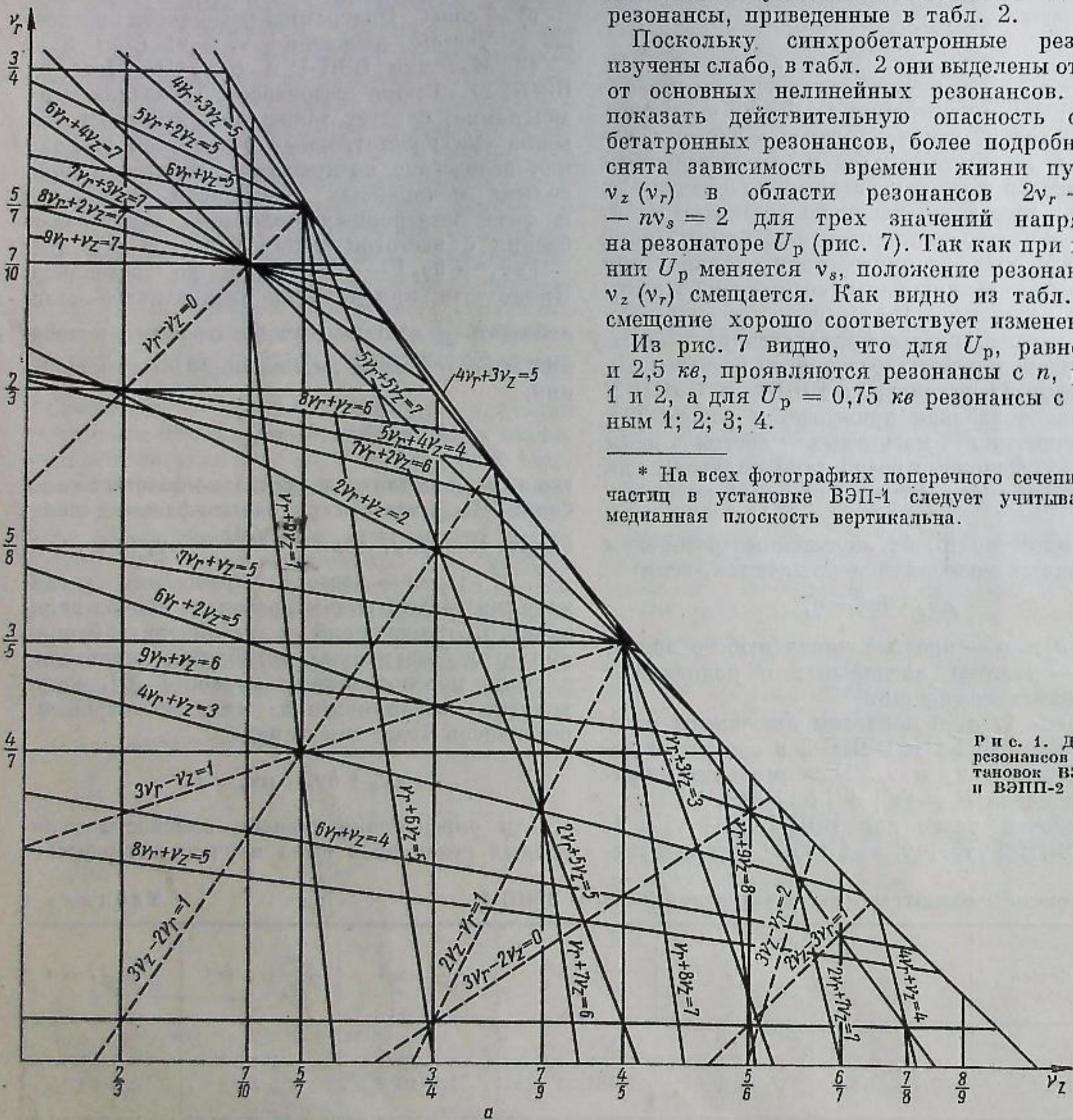


Рис. 1. Диаграмма резонансов для установок ВЭП-1 (а) и ВЭП-2 (б).

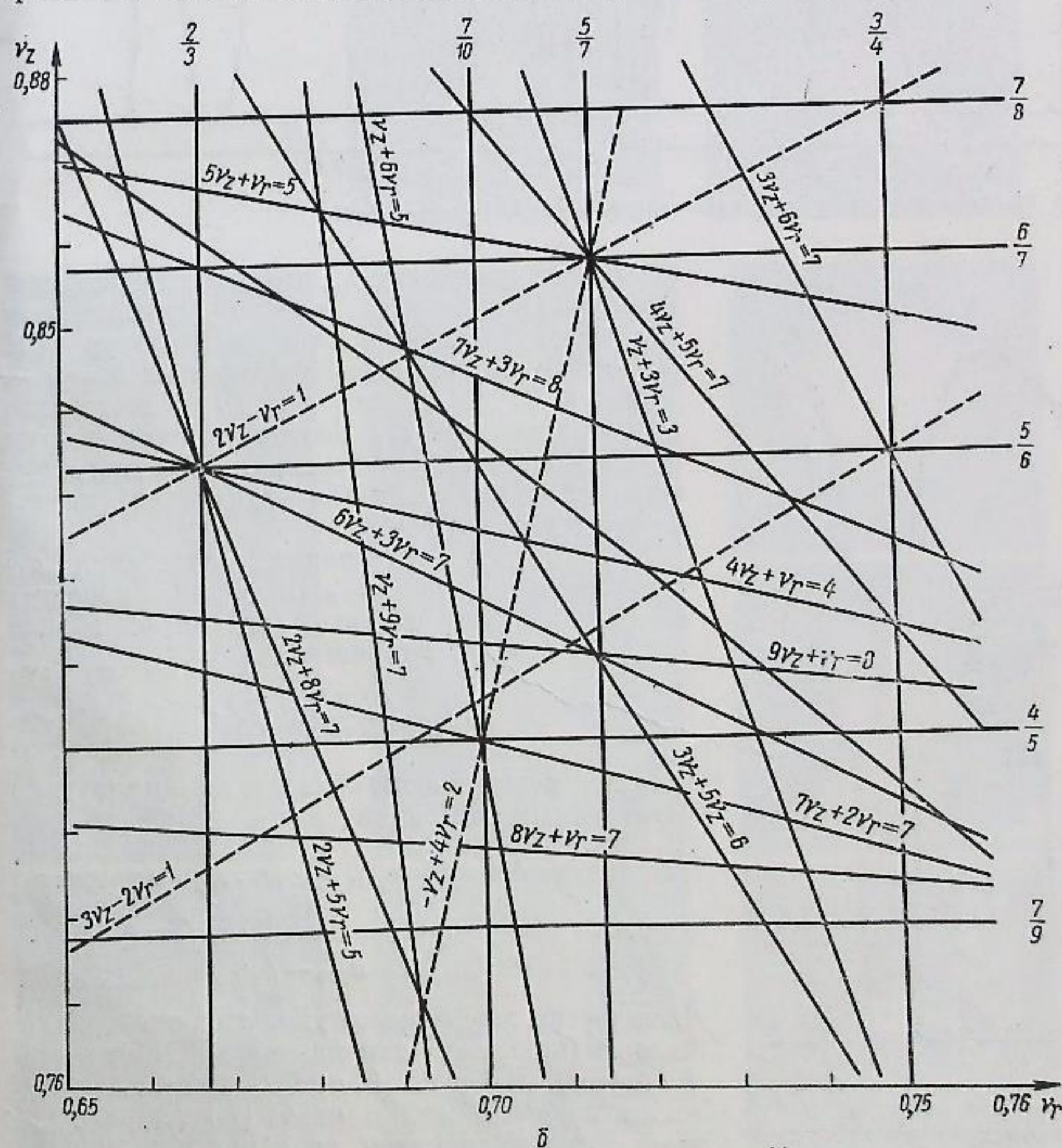
Влияние фазового размера на работу синхробетатронного резонанса, изученное на установке ВЭП-1, показано на рис. 8 и 9.

В табл. 2 не указаны двумерные разностные резонансы, так как они не уменьшают время жизни пучка с затухшими колебаниями и не вызывают потерь частиц при ударе инфлектором (см. на рис. 3, б резонанс  $2\nu_z - \nu_r = 1$ ). Однако обмен энергией между степенями свободы увеличивает эффективный фазовый объем впускаемого пучка и может существенно уменьшить скорость накопления.

На рис. 4, б и 5, в, г показаны фотографии пучка при разностных резонансах. На рис. 10, а — г показаны фотографии пучка, раскачанного в радиальном и аксиальном направлениях при разностных резонансах. Для сравнения показаны пучки, раскачанные вдали

от разностного резонанса (см. рис. 10, д, е). На рис. 6, з, д показано затухание колебаний частиц пучка после удара инфлектором при резонансе  $2\nu_z - \nu_r = 1$ . На всех фотографиях ясно видна перекачка энергии одного вида колебаний в другой при разностных резонансах до пятого порядка включительно.

Представляло интерес выяснить влияние затухания на поведение пучка вблизи нелинейных резонансов. На рис. 11 показана зависимость времени жизни пучка от  $\nu_z$  ( $\nu_r$ ) на энергии 90 и 135 МэВ. Система изменения  $\nu_z$  ( $\nu_r$ ) не позволила пройти на этих энергиях весь диапазон  $\nu_z$  ( $\nu_r$ ), но тем не менее видно, что увеличение затухания в 10—30 раз существенно не повлияло на поведение пучка в области нелинейных резонансов  $3\nu_r = 2$ ;  $2\nu_r + \nu_z = 2$ ;  $4\nu_z = 3$ ;  $4\nu_r + \nu_z = 3$ .



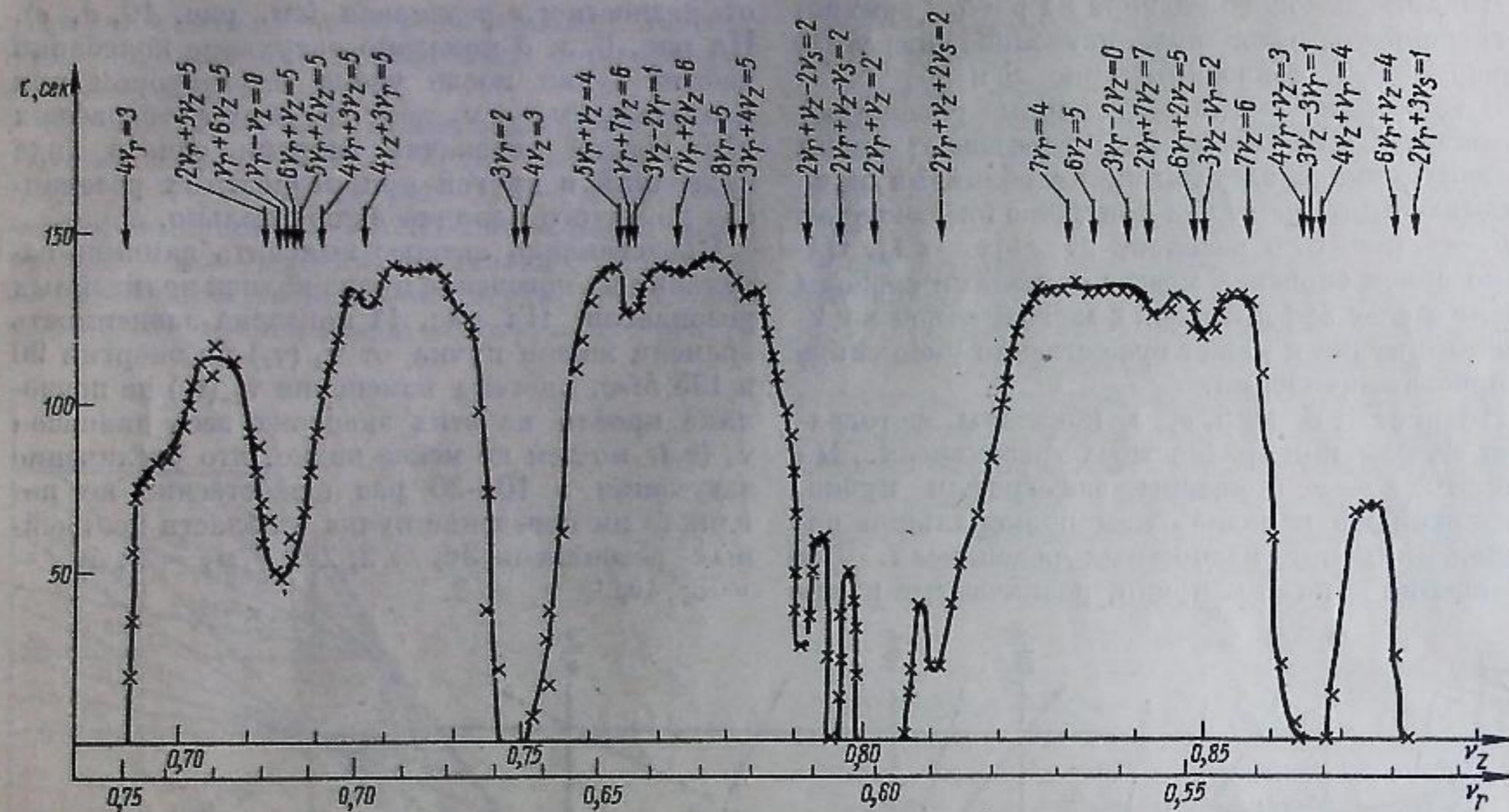


Рис. 2. Зависимость времени жизни пучка от  $v_z$  ( $v_r$ ) на установке ВЭИ-1 ( $E = 43$  Мэв).

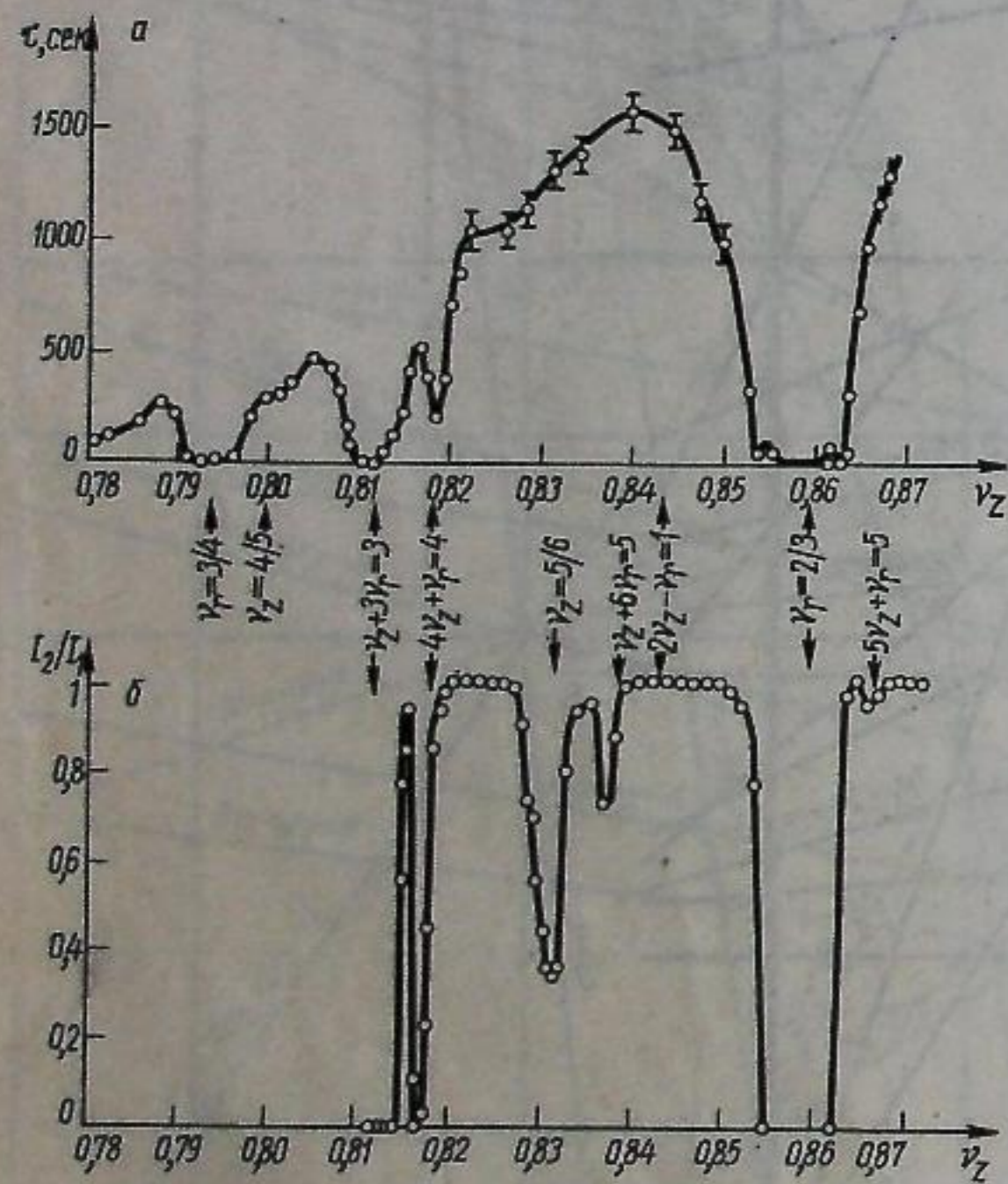


Рис. 3. Зависимость времени жизни пучка от  $v_z$  ( $v_r$ ) и доля оставшегося тока после одного удара инфлектором на установке ВЭИ-2 при энергии 150 Мэв (рис. а и б соответственно).

Следует подчеркнуть, что уменьшение времени жизни часто не связано с увеличением поперечных размеров, так как поперечные размеры увеличиваются только при  $\delta = v - v_{рез} \approx 0$ , а область малого  $\tau$  достаточно велика (см. рис. 2). Поэтому потери частиц определяются однократными процессами (рассеяние на газе, квантовые флуктуации), приводящими к следующему.

1. Амплитуда бетатронных колебаний  $a_{rz}$  становится больше  $a_{rz доп}$ , частица попадает в резонансную область, лежащую вблизи амплитуды  $a_{рез}$ , и теряется,

$$a_{рез} = \left( \frac{v - v_{рез}}{\partial v / \partial a_{rz}^2} \right)^{1/2};$$

ширина резонансной области по амплитудам бетатронных колебаний

$$\Delta a = f \left( a_{рез}, \frac{\partial v}{\partial a_{rz}^2}, \dots \right).$$

Тогда

$$a_{rz доп} = a_{рез} - \Delta a.$$

Фактически это означает уменьшение апертуры камеры (появление так называемой магнитной апертуры). На рис. 12, а, б показаны зависимости времени жизни от  $v_z$  ( $v_r$ ) для случая уменьшенной апертуры по  $r$  и  $z$  в установке

Рис. 4. Фотографии пучка с затухшими колебаниями на установке ВЭИ-1:

$$\begin{aligned} a - v_r = \frac{3}{4}; & \quad b - v_r - v_z = 0; \\ e - v_r = \frac{2}{3}; & \quad z - v_z = \frac{3}{4}; \\ \delta - v_z = \frac{3}{4} \text{ и } 3v_r - 2v_z = 2; \\ e - 2v_r + v_z - v_s = 2; & \quad ж - 2v_r + v_z = 2; \\ + v_z = 2; & \quad z - v_r + 3v_z = 3; \\ u - 2v_r + v_z + v_s = 2. \end{aligned}$$

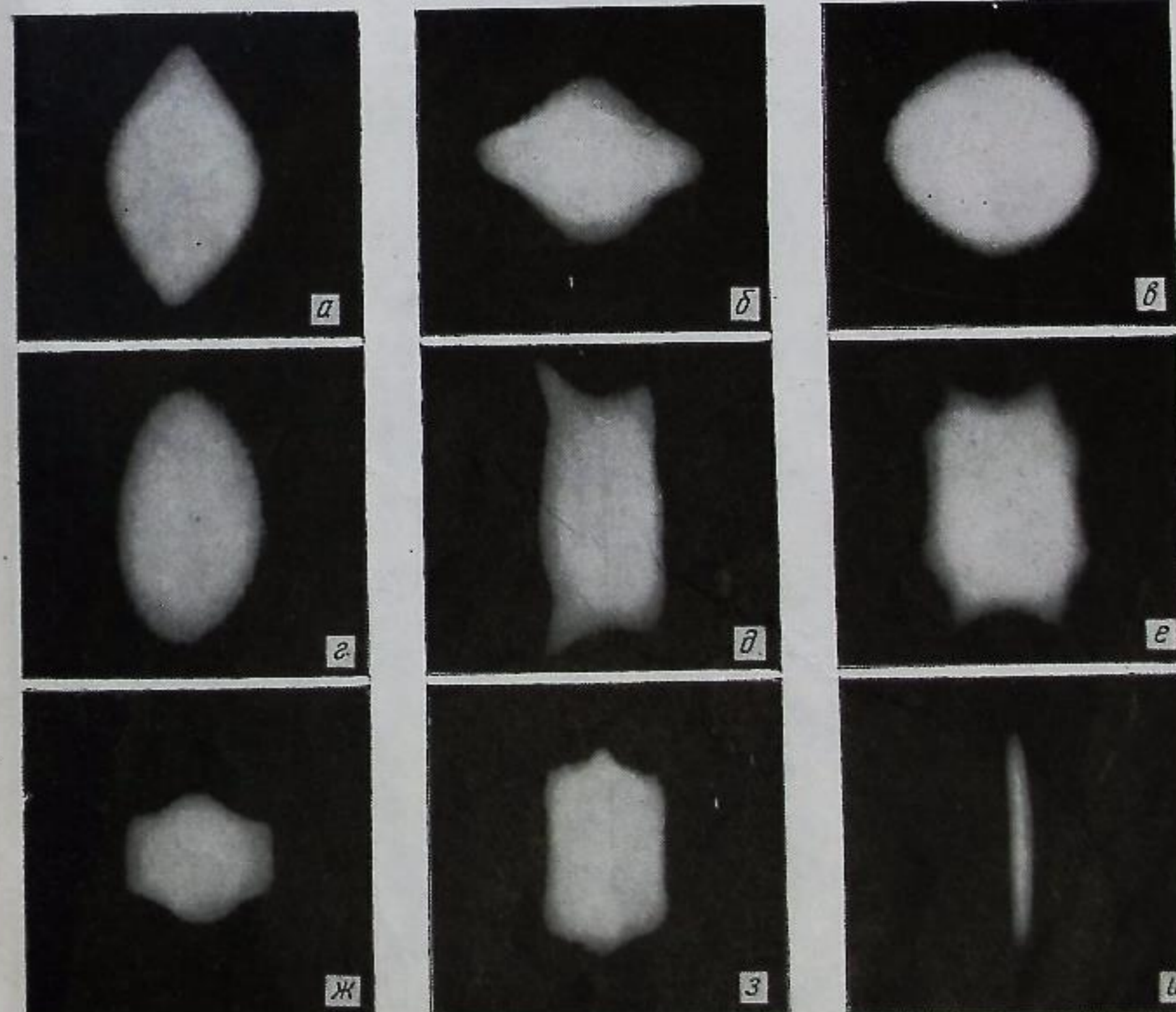
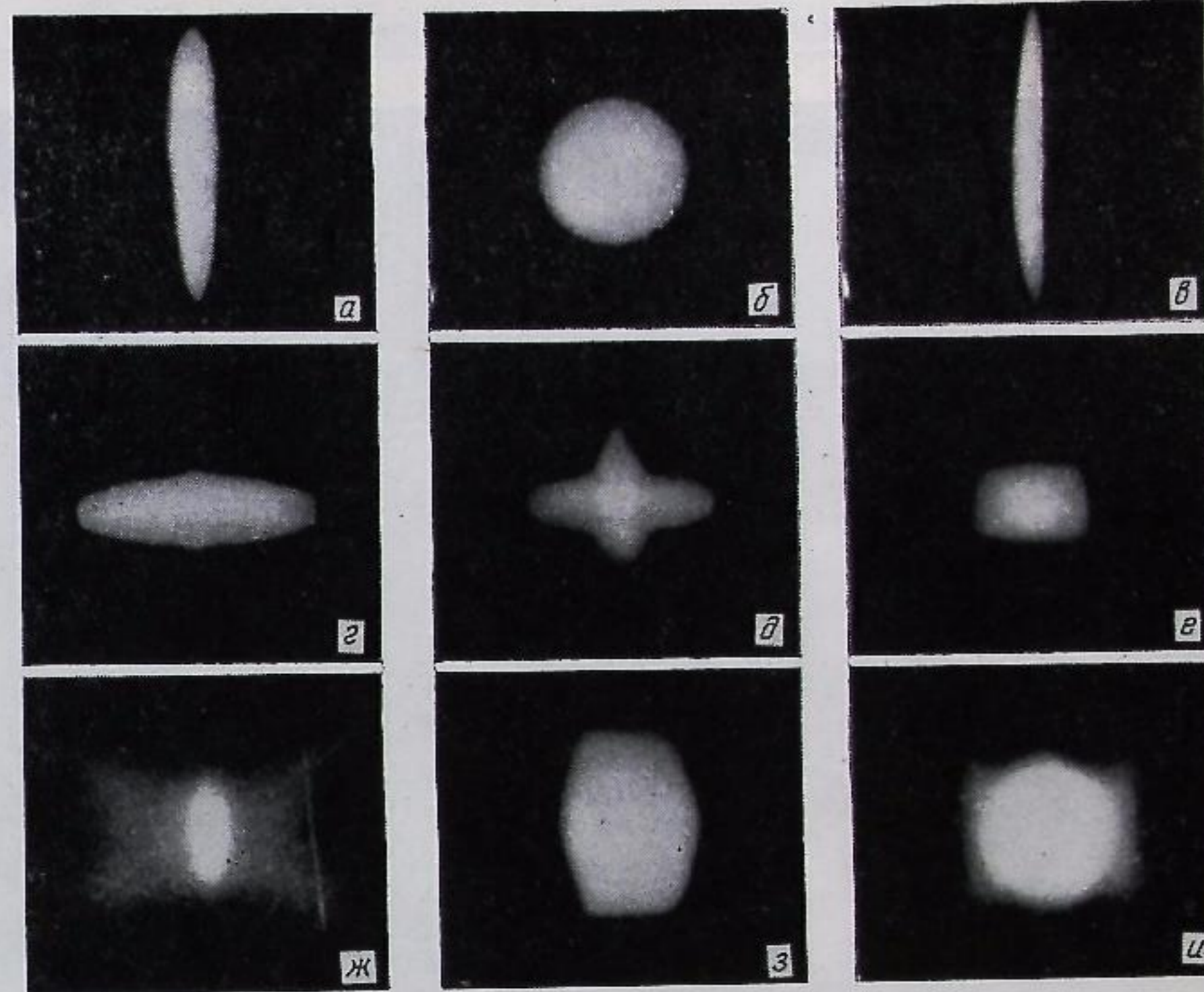
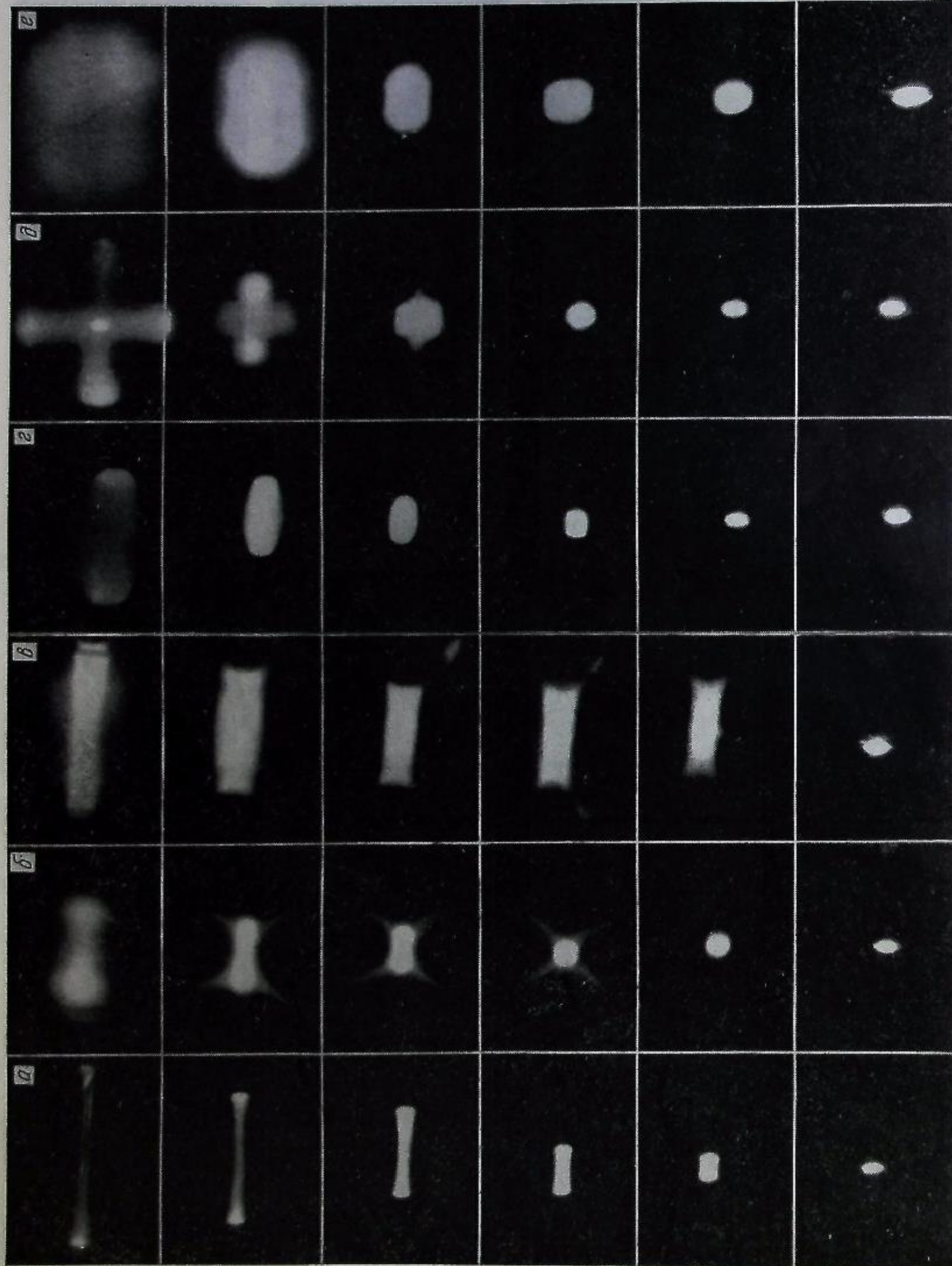


Рис. 5. Фотографии пучка с затухшими колебаниями на установке ВЭИ-1:

$$\begin{aligned} a - v_r = \frac{4}{7}; & \quad b - v_z = \frac{5}{6}; \\ e - 3v_r - 2v_z = 0; & \quad z - 3v_r - v_r = 2; \\ e - v_r + 4v_z = 4 \text{ и } 4v_r + v_z = 3; \\ ж - v_r + 4v_z = 4; & \quad z - 6v_r + v_z = 4 \text{ и } 2v_r - 3v_s = 1; \\ u - 2v_r - 3v_s = 1. \end{aligned}$$

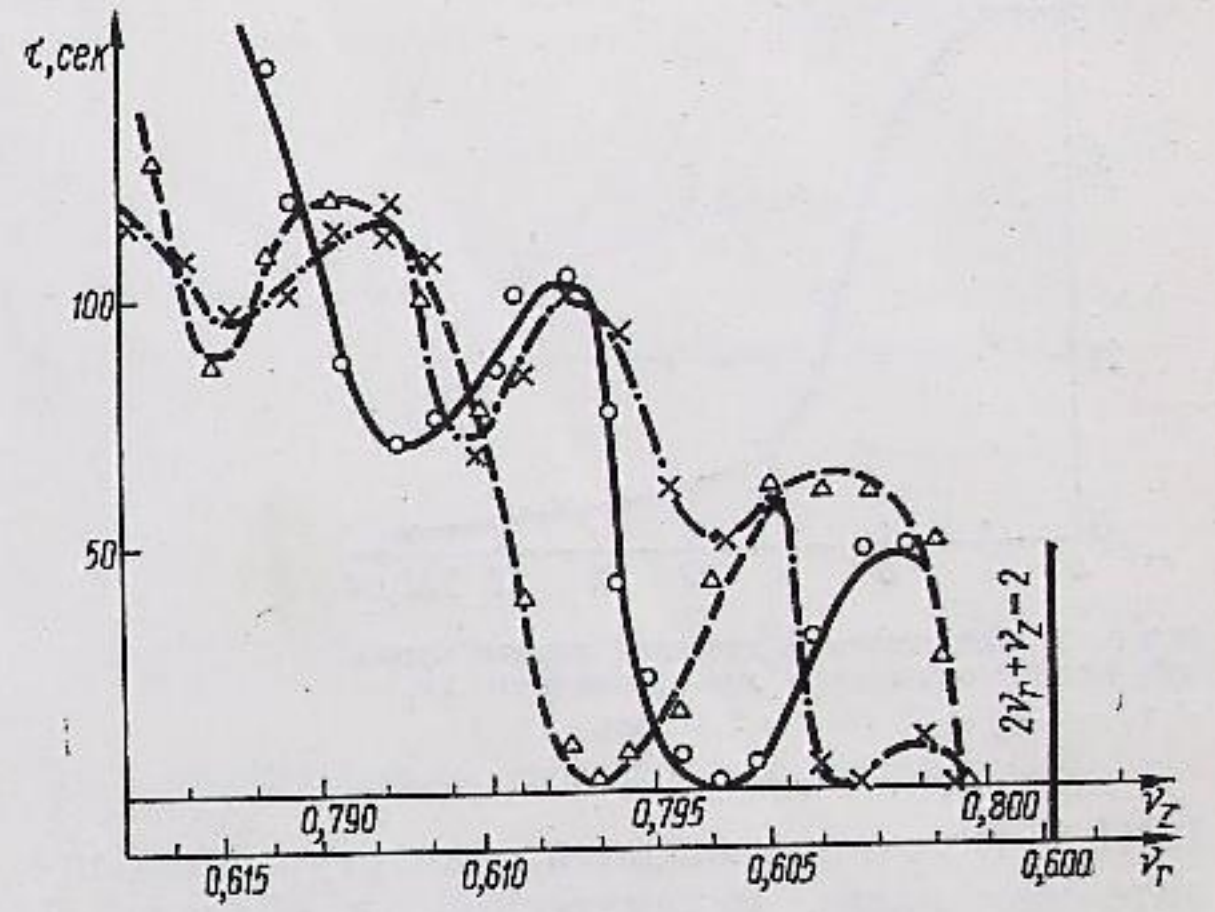


Р и с. 6. Фотографии пучка в процессе затухания колебаний частиц после удара инфлектором на установке ВЭП-2: а - вдали от резонансов; б -  $3\nu_r + \nu_z = 3$ ; в -  $\nu_r + 4\nu_z = 4$ ; г -  $2\nu_r + \nu_z = 1$ ; д -  $3\nu_r - \nu_z = 1$ .

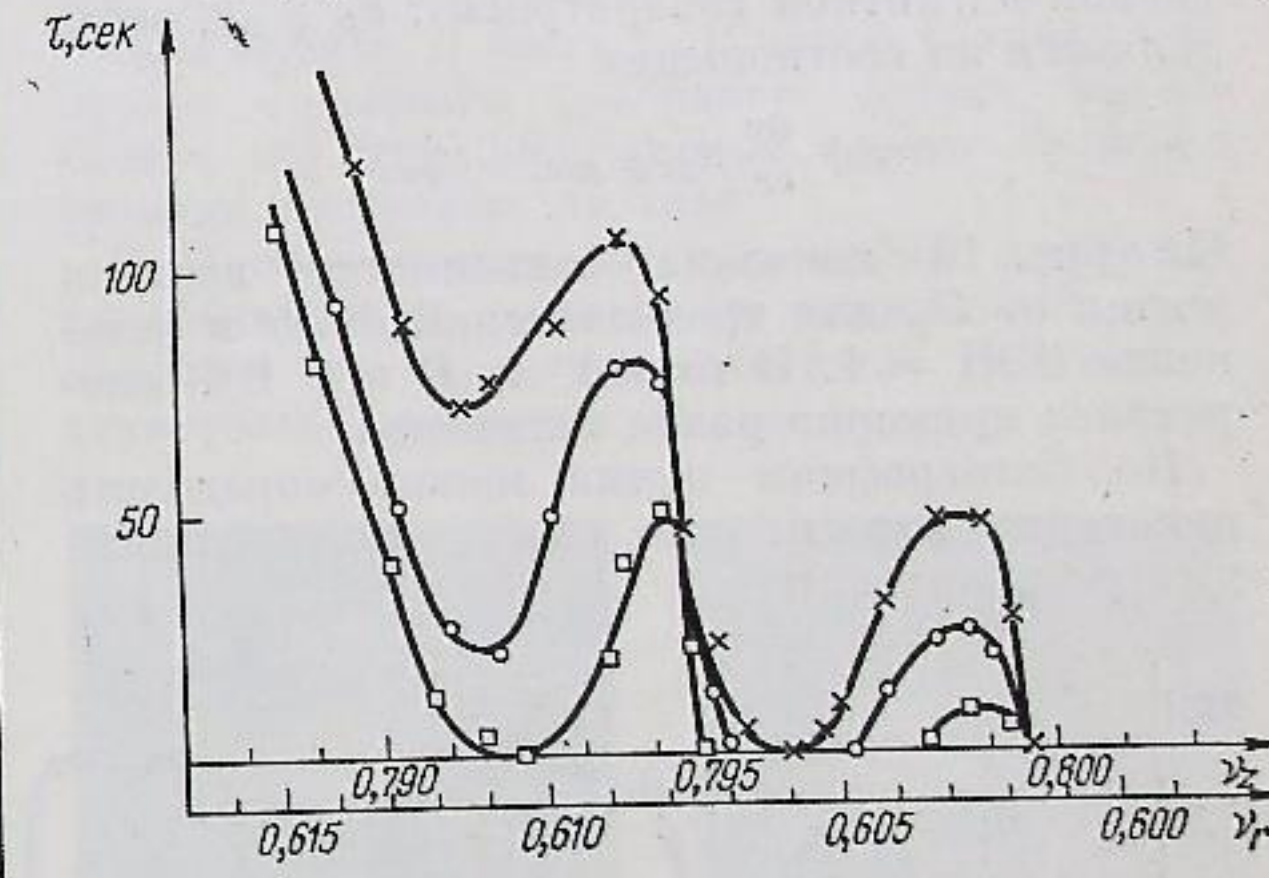
Опасные резонансы на установках ВЭП-1 и ВЭП-2 Таблица 2

P	[Одномерные]	Двумерные суммовые	Синхробетатронные
2	$2\nu_r = 1^*$		$2\nu_r + n\nu_s = 1$ n равно 1; 2; 3
3	$3\nu_r = 2$	$2\nu_r + \nu_z = 2$	$3\nu_r + n\nu_s = 2$ $2\nu_r + \nu_z \pm n\nu_s = 2$ n равно 1; 2
4	$4\nu_r = 3$ ; $4\nu_z = 3$	$3\nu_r + \nu_z = 3$ $\nu_r + 3\nu_z = 3$	
5	$5\nu_r = 3^{**}$ ; $5\nu_z = 4^{**}$	$\nu_r + 4\nu_z = 4$ $4\nu_r + \nu_z = 3$	
6	$6\nu_z = 5^{***}$	$5\nu_r + \nu_z = 4^{****}$ $\nu_r + 5\nu_z = 5$	
7		$6\nu_r + \nu_z = 4$ $2\nu_r + 5\nu_z = 5^{****}$ $\nu_r + 6\nu_z = 5$ $6\nu_r + \nu_z = 5$ $5\nu_r + 2\nu_z = 5$ $3\nu_r + 4\nu_z = 5$	

\* Близко подойти к резонансу не удалось из-за синхробетатронных резонансов  $2\nu_r + n\nu_s = 1$  при n, равном 1; 2; 3.  
 \*\* О влиянии этих резонансов на установке ВЭП-1 трудно что-либо сказать, так как они находятся рядом с более сильным резонансом  $2\nu_r + \nu_z = 2$ ; на установке ВЭП-2 при  $5\nu_z = 4$  наблюдается некоторое уменьшение времени жизни.  
 \*\*\* Время жизни пучка с затухшими колебаниями не уменьшается; наблюдается лишь небольшое увеличение аксиального размера; накопление на этом резонансе вести нельзя.  
 \*\*\*\* Время жизни пучка с затухшими колебаниями меняется незначительно, накопление на этом резонансе вести нельзя.  
 \*\*\*\*\* По-видимому, опасно совместное действие этих резонансов.



Р и с. 7. Зависимость времени жизни пучка от  $\nu_z$  ( $\nu_r$ ) в области резонансов  $2\nu_r + \nu_z - n\nu_s = 2$ :  
 x -  $U_p = 0,75$  ке; o -  $U_p = 2,5$  ке; delta -  $U_p = 4$  ке (установка ВЭП-1).

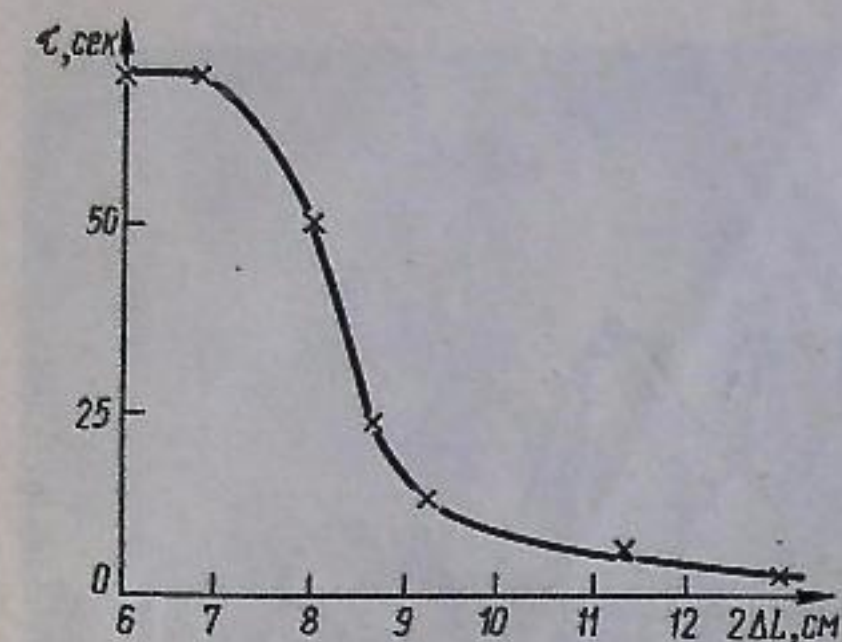


Р и с. 8. Зависимость времени жизни пучка от  $\nu_z$  ( $\nu_r$ ) в области  $2\nu_r + \nu_z - n\nu_s = 2$  ( $U_p = 2,5$  ке):  
 x -  $-2\Delta L = 6$  см; o -  $-2\Delta L = 8,5$  см; square -  $-2\Delta L = 13$  см ( $2\Delta L$  - фазовый размер).

Смещение синхробетатронных резонансов в зависимости от  $U_p$

Таблица 3

$U_p, \text{ке}$	$\nu_s$	$(2\nu_r + \nu_z) - 2$			
		n=1	n=2	n=3	n=4
0,75	$4,2 \cdot 10^{-3}$	$4,8 \cdot 10^{-3}$	$8,4 \cdot 10^{-3}$	$12,8 \cdot 10^{-3}$	$17,8 \cdot 10^{-3}$
2,5	$7,1 \cdot 10^{-3}$	$7,0 \cdot 10^{-3}$	$14,2 \cdot 10^{-3}$	—	—
4,0	$9,2 \cdot 10^{-3}$	$9,4 \cdot 10^{-3}$	$18,5 \cdot 10^{-3}$	—	—



Р и с. 9. Зависимость времени жизни пучка от фазового размера при резонансе  $2\nu_r + \nu_z - 2\nu_s = 2$  ( $U_p = 2,5$  кВ).

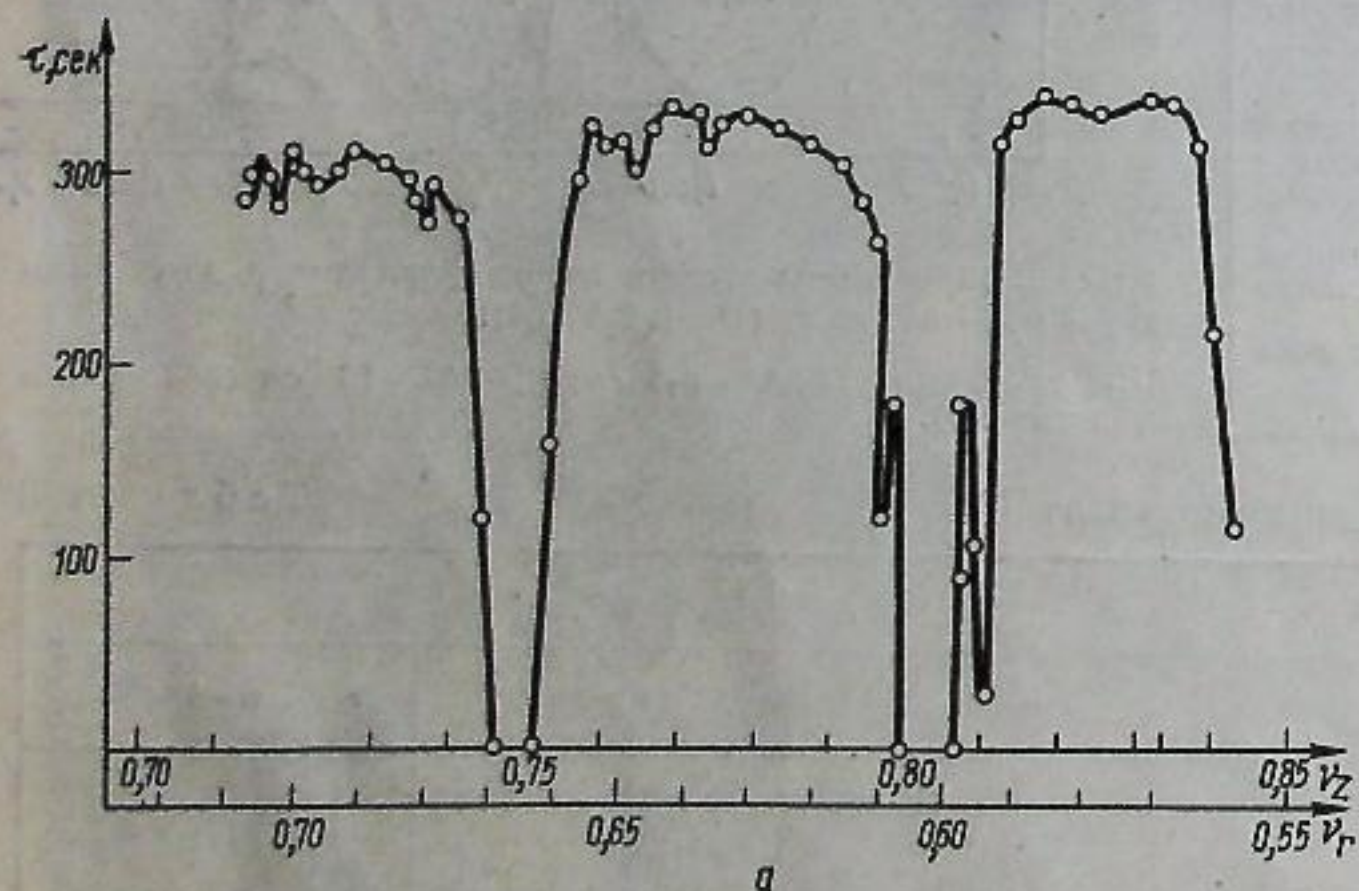
ВЭП-1. В точке А магнитная апертура приблизительно равна механической, в области В она меньше механической.

2. Амплитуда радиально-фазовых колебаний  $a_{p, \phi}$  становится больше  $a_{p, \phi, \text{доп}}$ , и частица теряется, что эквивалентно уменьшению размеров ВЧ-сепаратрисы (появление так называемой магнитной сепаратрисы);  $a_{p, \phi, \text{доп}}$  определяется из соотношения

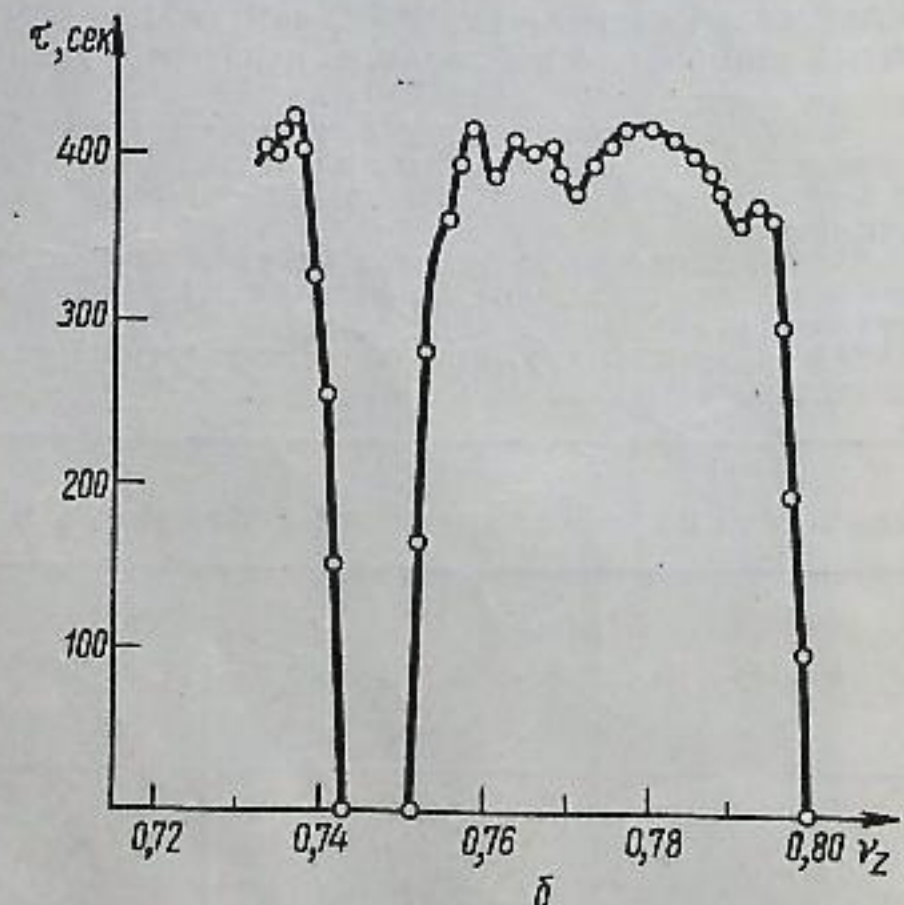
$$\nu + \frac{\partial \nu}{\partial r} a_{p, \phi, \text{доп}} = \nu_{\text{рез}}$$

На рис. 13 показана зависимость времени жизни от  $U_p$  для трех значений  $\frac{\partial \nu}{\partial r}$  в установке ВЭП = 1. В точках А, В и С ВЧ-сепаратриса примерно равна магнитной.

По фотографиям пучка можно определить некоторые характерные особенности нелинейных резонансов.



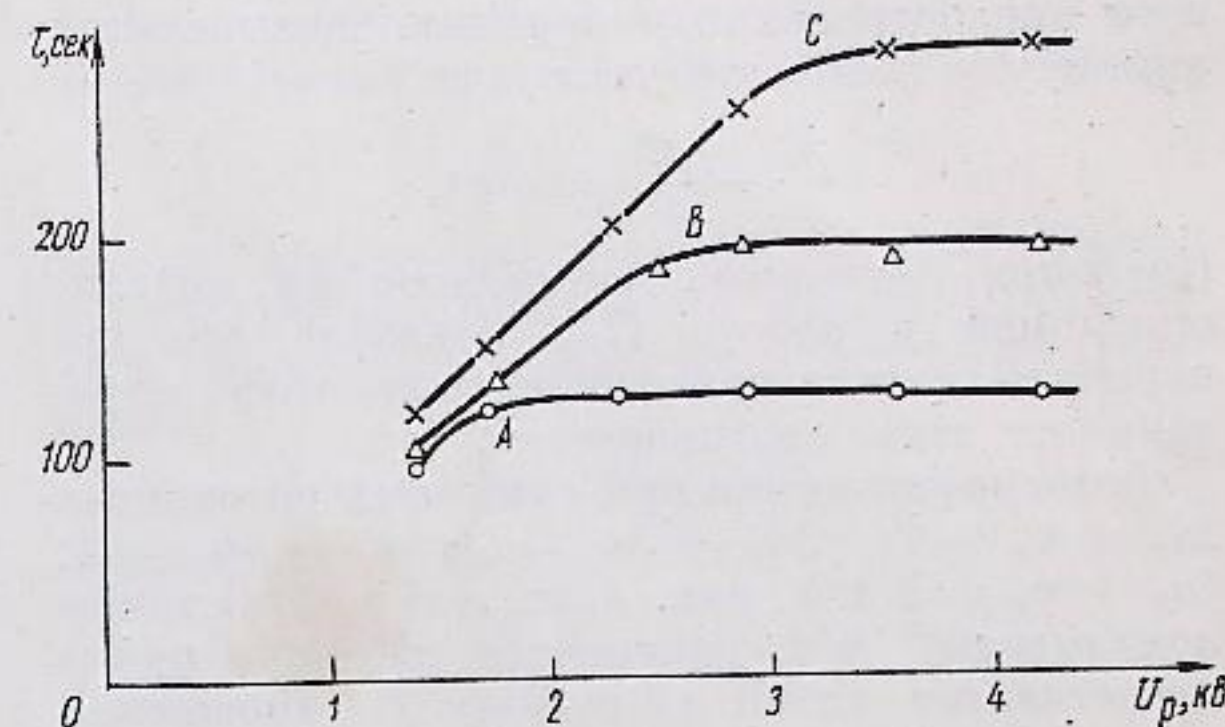
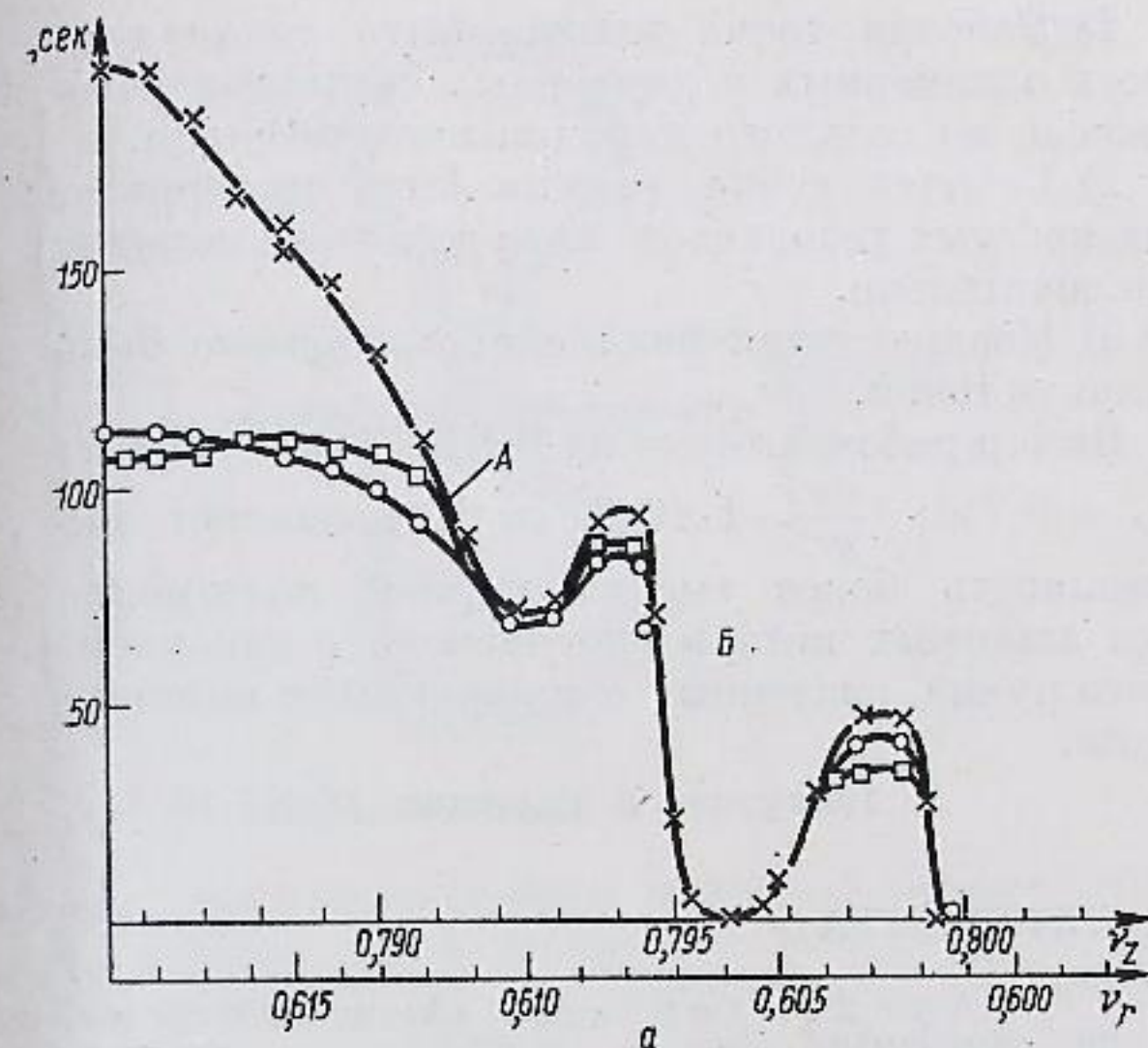
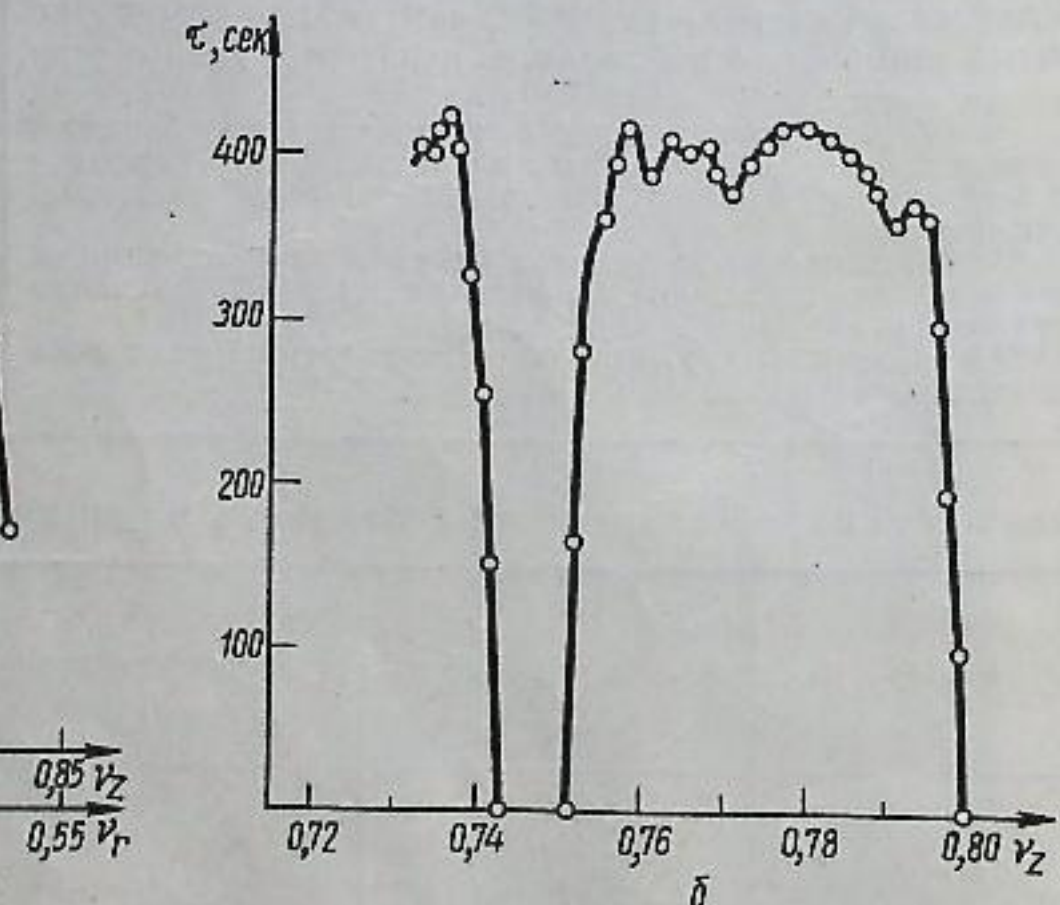
Р и с. 11. Зависимость времени жизни пучка от  $\nu_z$  ( $\nu_r$ ) на установке ВЭП-1  
а— $E=90$  Мэв; б— $E=135$  Мэв.



Р и с. 10. Фотографии пучка с установившимися размерами бетатронных колебаний на установке ВЭП-1.

а— $\nu_r - \nu_z = 0$ , пучок раскачан по z; б— $\nu_r - \nu_z = 0$ , пучок раскачан по r; в— $3\nu_r - 2\nu_z = 0$ , пучок раскачан по r; г— $3\nu_r - \nu_z = 2$ , пучок раскачан по z; д, е—пучок раскачан соответственно по r и z вдали от резонанса.

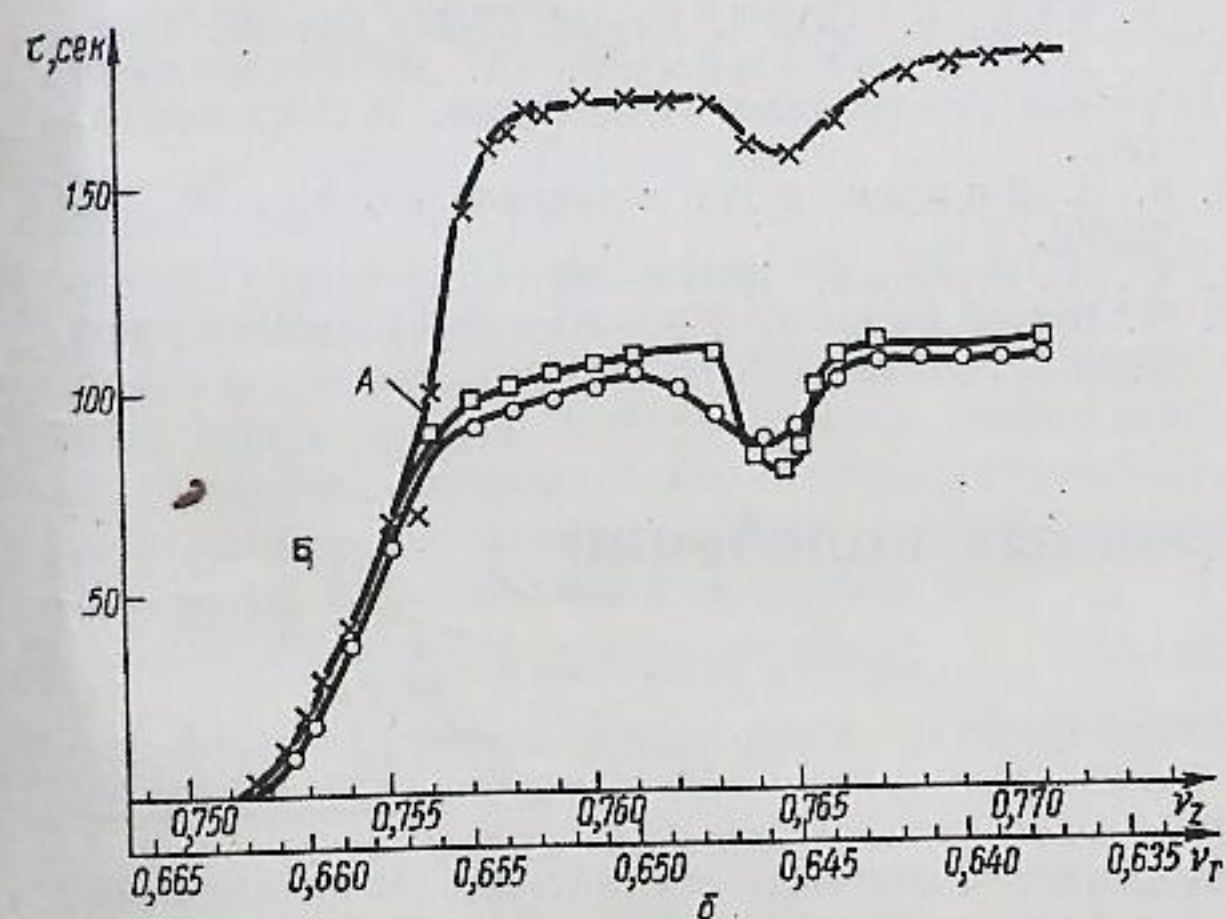
1. Образование новых равновесных орбит. На рис. 14 показаны фотографии пучка при



Р и с. 13. Зависимость времени жизни пучка от  $U_p$  при  $\nu_z = 0,782$ :  
×— $\frac{\partial \nu}{\partial r} = 3,5 \cdot 10^{-2}$  см<sup>-1</sup>; △— $\frac{\partial \nu}{\partial r} = 4 \cdot 10^{-2}$  см<sup>-1</sup>; ○— $\frac{\partial \nu}{\partial r} = 5 \cdot 10^{-2}$  см<sup>-1</sup>.

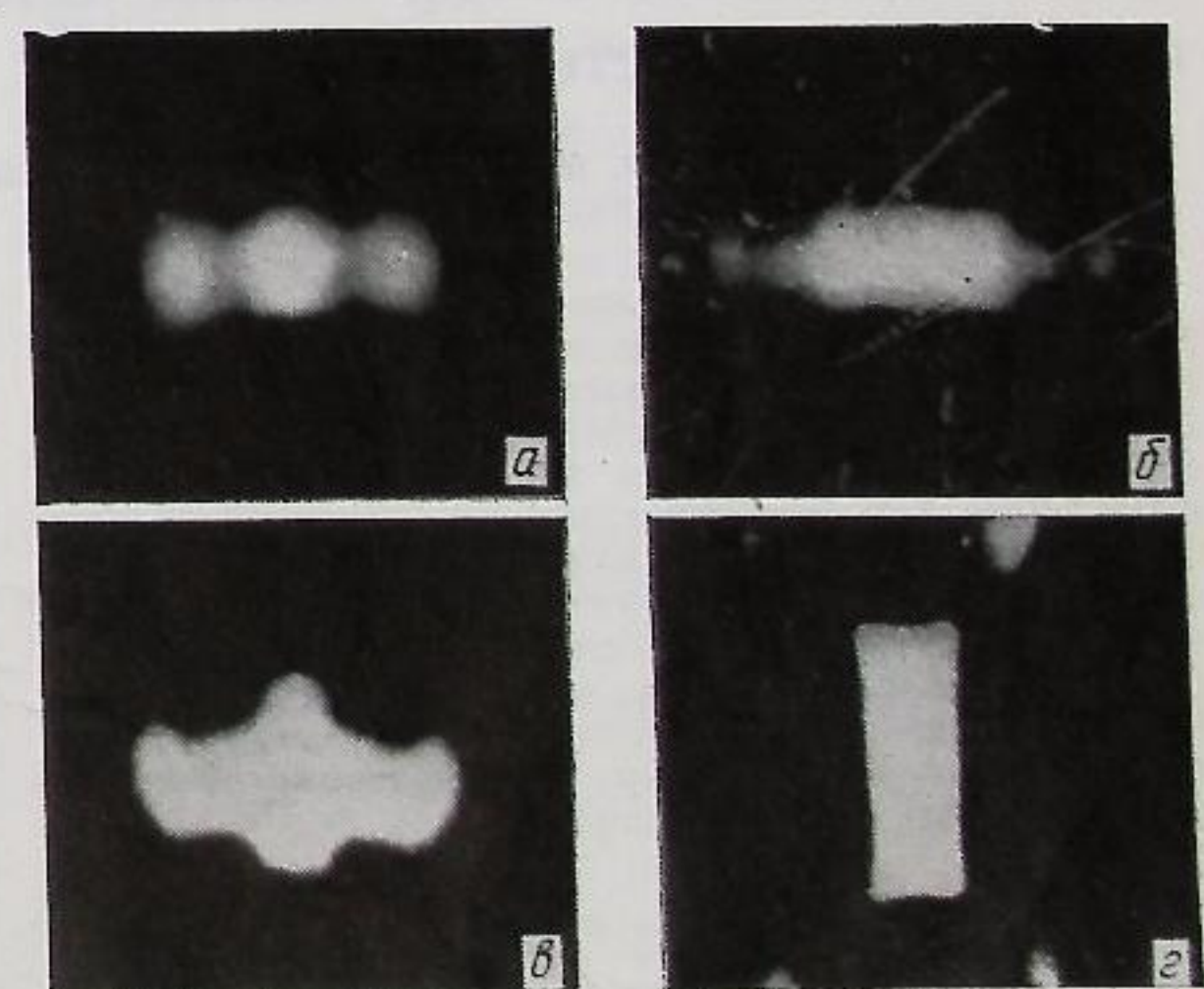
Новые равновесные орбиты образуются и при суммовых резонансах. На рис. 14, г видно затухание пучка после удара инфлектором; большая часть пучка собирается к основной равновесной орбите, а часть — к новой равновесной орбите суммового резонанса. Время жизни частиц на этой равновесной орбите порядка времени рассеяния на газе.

2. Пропорциональные изменения амплитуд колебаний при двумерных резонансах. Как известно [3, 4], для нелинейных резонансов двумерных колебаний  $a\nu_z + b\nu_r = q$  существует



Р и с. 12. Зависимость времени жизни пучка от  $\nu_z$  ( $\nu_r$ ) в области резонансов  $2\nu_r + \nu_z - \nu_s = 0$  (а) и  $4\nu_z = 3$  (б):  
×—апертура открыта; □—апертура уменьшена по r; ○—апертура уменьшена по z.

резонансе  $4\nu_z = 3$ . Ясно видно два (см. рис. 14, а) или даже три (см. рис. 14, б) набора амплитуд колебаний. Подтверждением того, что наблюдаемая картина связана с образованием новых равновесных орбит, может служить рис. 14, в, где показана фотография пучка при совместном действии резонанса  $4\nu_z = 3$  и  $3\nu_r - 2\nu_s = 2$ , на которой видна независимая раскачка частиц по r на обеих равновесных орбитах.



Р и с. 14. Фотографии пучка с затухшими колебаниями на установке ВЭП-1:  
а— $4\nu_z = 3$ ; б— $4\nu_z = 3$ ; в— $4\nu_z = 3$  и  $3\nu_r + 2\nu_s = 2$ ; г— $\nu_r + 4\nu_z = 4$ .

вует адиабатический инвариант, связывающий амплитуду колебаний по  $r$  и  $z$ :

$$\frac{A_z^2}{a} - \frac{A_r^2}{b} = \text{const.}$$

Изучение двумерных резонансов на модели, описанной в работе [7], показало, что поперечное сечение пучка достаточно точно определяется этим соотношением.

Фотографии пучка при суммовых резонансах  $2\nu_r + \nu_z = 2$ ;  $\Delta\nu_r + 3\nu_z = 3$ ;  $\nu_r + 4\nu_z = 4$ ;  $4\nu_r + \nu_z = 3$  (см. рис. 4, ж, з и 5 б, ж) также показывают, что поперечное сечение пучка представляет собой гиперболу с отношением полуосей  $\sqrt{a/b}$ .

Фотографии пучка при разностных резонансах  $\nu_r - \nu_z = 0$  и  $3\nu_z - \nu_r = 2$  (см. рис. 4, б и 5, а) показывают, что поперечное сечение пучка — эллипс с отношением полуосей  $\sqrt{a/b}$ ; для резонанса  $3\nu_r - 2\nu_z = 0$  (см. рис. 5, в)  $A_z/A_r = \sqrt{1,2}$  вместо  $A_z/A_r = \sqrt{1,5}$ .

Изучение нелинейных резонансов позволило сформулировать основные условия, которым должна удовлетворять рабочая точка по частотам бетатронных колебаний при накоплении (особенно это важно для позитронов, так как они впускаются с большим разбросом по амплитудам бетатронных и радиально-фазовых колебаний).

1) Рабочая точка должна быть удалена от всех одномерных и двумерных суммовых резонансов до седьмого порядка включительно.

2) Рабочая точка должна быть удалена от разностных резонансов связи до пятого порядка включительно.

3) Квадратичная нелинейность должна быть минимальной.

Выбор рабочей точки на ВЭПП-2 ( $\nu_z = 0,827$ ;  $\nu_r = 0,715$ ;  $\frac{\partial\nu}{\partial r} = 1 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ) позволяет накапливать более тысячи порций позитронов без заметных потерь впускаемого и накопленного пучка, связанных с нелинейными резонансами.

Поступила в Редакцию 26/XI 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

- В. Л. Ауслендер и др. «Атомная энергия», 20, 213 (1966).
- Г. И. Будкер и др. «Атомная энергия», 19, 497 (1965).
- A. Shoch. CERN, Report 57-21, Geneva, 1958.
- A. A. Коломенский, А. Н. Лебедев. Теория циклических ускорителей. М., Физматгиз, 1962.
- Э. И. Зипин и др. «Атомная энергия», 20, 220 (1966).
- Ю. Ф. Орлов. ЖЭТФ, 32, 130 (1957).
- M. Vagbier, A. Shoch. Nucl. Instrum. and Methods, 5, 211 (1959).

Взаимодействие когерентных бетатронных колебаний с внешними системами

Н. С. ДИКАНСКИЙ, М. М. КАРЛИНЕР, А. Н. СКРИНСКИЙ, В. Е. ШАПИРО, И. А. ШЕХТМАН

УДК 621.384.60

Обнаруженное в накопителе ВЭПП-2 ускоренное затухание бетатронных колебаний не может быть объяснено конечной проводимостью стенок камеры. В связи с этим было рассмотрено взаимодействие сгустка с различного рода паразитными диссипативными системами. Показано, что при заданной частоте бетатронных колебаний возможно как ускоренное затухание, так и самовозбуждение когерентных колебаний в зависимости от сопротивлений взаимодействующего элемента для комбинационных частот. Найденные декременты и инкременты могут значительно превышать величины, обусловленные конечной проводимостью стенок камеры.

В электрон-позитронном накопителе ВЭПП-2 было обнаружено, что когерентные вертикальные бетатронные колебания после удара инфлектором быстро затухают с декрементом, про-

порциональным току пучка. Это затухание не может быть объяснено эффектом конечной проводимости стенок камеры, так как в работе Н. С. Диканского и А. И. Скринского\* показано, что при  $0,5 < \nu < 1$  потери в стенках могут привести только к раскачке колебаний. Кроме того, при определенных условиях в накопителе ВЭПП-2 наблюдалась неустойчивость радиальных и вертикальных бетатронных колебаний с инкрементами, значительно превышающими инкременты за счет конечной проводимости стенок.

Эти факты указывали на то, что кроме чисто стеночных эффектов имеются другие, более силь-

\* Н. С. Диканский, А. Н. Скринский. «Атомная энергия», 21, 176 (1966).

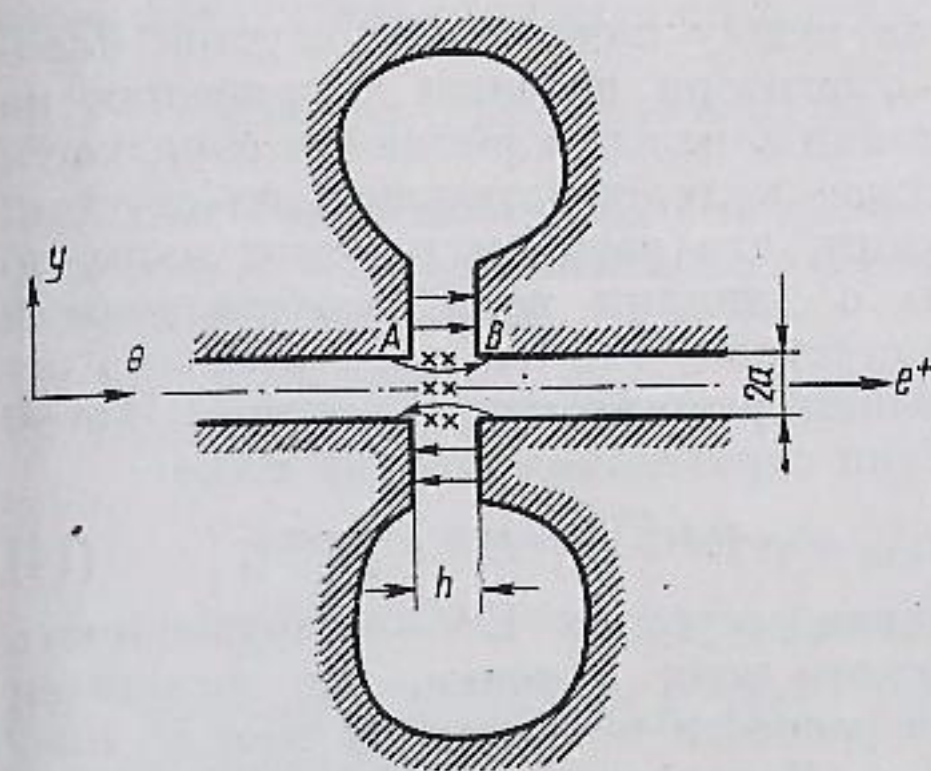


Рис. 1. Резонансная полость.

ные эффекты, способные вызывать как раскачку колебаний, так и ускоренное затухание. В связи с этим было рассмотрено взаимодействие сгустка с другими элементами вакуумной камеры накопителя.

На рис. 1 показана часть камеры с резонансной полостью, которая вблизи камеры имеет форму радиальной линии с осью, совпадающей с осью камеры. Такую форму стенок имеет ускоряющий резонатор. Взаимодействие с бетатронными колебаниями будет эффективным, если напряженность продольного электрического поля какой-нибудь паразитной резонансной моды вблизи орбиты быстро изменяется в одном из направлений, перпендикулярных оси камеры (в данном случае в направлении оси  $y$ ), т. е. в линейном приближении

$$E_\theta = E_\theta(0) + E'_\theta(0)y. \quad (1)$$

Величина  $E_\theta(0)$  не играет роли, поэтому будем считать

$$E_\theta = E'_\theta(0)y. \quad (2)$$

Из уравнений Максвелла следует, что в этом случае на оси камеры имеется также магнитное поле, перпендикулярное плоскости чертежа рис. 1:

$$H = \frac{E'_\theta(0)}{i\omega\mu_0}. \quad (3)$$

Такая конфигурация полей вблизи орбиты имеет место, например, для антисимметричных резонансных мод  $E_{1n0}$  в радиальной линии.

Предположим, что вдоль оси камеры движется сгусток, длина которого мала по сравнению с резонансной длиной волны полости. Ток пучка может быть представлен в виде ряда Фурье:

$$i_{\text{п}} = I_0 \sum_{k=0} C_k \cos k\omega_s t, \quad (4)$$

где  $\omega_s$  — частота обращения частицы. При движении сгустка в резонаторе наводится ток

$$i_{\text{нав}} = i_{\text{п}} \frac{y}{a}, \quad (5)$$

где  $y$  — отклонение сгустка от оси камеры;  $a$  — полуширина камеры (см. рис. 1). Предположим, что сгусток совершает бетатронные колебания

$$y = A \sin \nu\omega_s t, \quad (6)$$

причем  $\nu < 1$ . Тогда

$$i_{\text{нав}} = I_0 \frac{A}{a} \sum_{k=0} C_k \cos k\omega_s t \sin \nu\omega_s t = I_0 \frac{A}{a} \left\{ \sin \nu\omega_s t + \frac{1}{2} \sum_{k=1} C_k [\sin (k+\nu)\omega_s t - \sin (k-\nu)\omega_s t] \right\}. \quad (7)$$

Наведенный ток создает между точками  $AB$  (см. рис. 1) резонатора напряжение

$$U_{\text{нав}} = I_0 \frac{A}{a} \left\{ z_\nu \sin (\nu\omega_s t + \psi_\nu) + \frac{1}{2} \sum_{k=1} C_k [z_{k+\nu} \sin [(k+\nu)\omega_s t + \psi_{k+\nu}] - z_{k-\nu} \sin [(k-\nu)\omega_s t + \psi_{k-\nu}]] \right\}, \quad (8)$$

где  $z_\nu e^{j\psi_\nu}$ ,  $z_{k\pm\nu} e^{j\psi_{k\pm\nu}}$  — импедансы резонансной полости для частот  $\nu\omega_s$ ,  $(k\pm\nu)\omega_s$ , отнесенные к зажимам  $AB$ .

Учитывая, что  $E'_\theta(0) = \frac{u_{\text{нав}}}{ha}$ , и пользуясь соотношением (3), можно найти магнитное поле  $H$  в камере:

$$H = \frac{I_0 A}{ha^2 \omega_s \mu_0} \left\{ \frac{z_\nu}{\nu} \cos (\nu\omega_s t + \psi_\nu) + \frac{1}{2} \sum_{k=1} C_k \left\{ \frac{z_{k-\nu}}{k-\nu} \cos [(k-\nu)\omega_s t + \psi_{k-\nu}] - \frac{z_{k+\nu}}{k+\nu} \cos [(k+\nu)\omega_s t + \psi_{k+\nu}] \right\} \right\}. \quad (9)$$

Поле в момент прихода сгустка в зазор резонатора можно вычислить, если в выражении (9) заменить  $k\omega_s t$  на  $2\pi n$ . Сила, действующая на положительно заряженную частицу, равна

$$F = e c \mu_0 H = \frac{I_0 e c A}{ha^2 \omega_s} \times \left\{ \cos \nu\omega_s t \left[ -\frac{R_\nu}{\nu} + \frac{1}{2} \sum_{k=1} C_k \left( \frac{R_{k-\nu}}{k-\nu} - \frac{R_{k+\nu}}{k+\nu} \right) \right] + \sin \nu\omega_s t \left[ \frac{X_\nu}{\nu} + \frac{1}{2} \sum_{k=1} C_k \left( \frac{X_{k-\nu}}{k-\nu} + \frac{X_{k+\nu}}{k+\nu} \right) \right] \right\}, \quad (10)$$

где  $R_v = z_v \cos \psi_v$ ,  $R_{k \pm v} = z_{k \pm v} \cos \psi_{k \pm v}$  — активные составляющие импеданса резонансной полости;  $X_v = z_v \sin \psi_v$ ,  $X_{k \pm v} = z_{k \pm v} \sin \psi_{k \pm v}$  — реактивные составляющие. Средняя мощность, получаемая частицей под действием силы  $F$ , находится из уравнения

$$P = Fy \frac{h}{L}, \quad (11)$$

где  $L$  — полная длина орбиты. Инкремент нарастания колебаний равен

$$\delta = \frac{P}{2W}, \quad (12)$$

где  $W = \frac{\gamma m_0 v_{\max}^2}{2}$  — энергия колебаний;  $m_0$  — масса покоя частицы.

Используя соотношения (6), (10) — (12), получим выражение для инкремента:

$$\delta = \frac{I_0}{4\pi v \omega_s} \cdot \frac{e}{\gamma m_0} \cdot \frac{1}{a^2} \times \left[ -\frac{R_v}{v} + \frac{1}{2} \sum_{k=1} C_k \left( \frac{R_{k-v}}{k-v} - \frac{R_{k+v}}{k+v} \right) \right]. \quad (13)$$

Если одна из частот  $v \omega_s$  или  $(k+v) \omega_s$  близка к резонансу, так что можно пренебречь остальными, то инкремент отрицателен, т. е. имеет место затухание. При резонансе на одной из частот  $(k-v) \omega_s$ , наоборот,  $\delta > 0$ , что соответствует неустойчивости.

Другой вариант взаимодействия иллюстрируется на рис. 2. В камере накопителя используются две параллельные пластины, между которыми пролетает сгусток. Пластины соединены сопротивлением  $Z^*$ .

\* Аналогичная задача решалась Б. В. Чириковым.

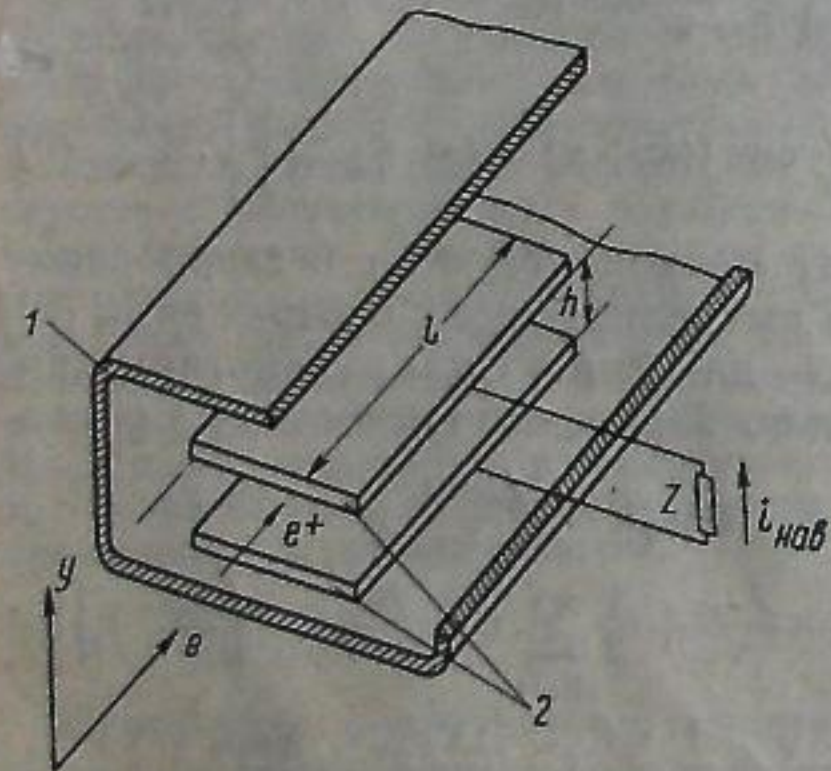


Рис. 2. Расположение пластин в камере накопителя: 1 — камера; 2 — пластины.

Пролетая между пластинами, сгусток наводит ток. Благодаря падению напряжения на сопротивлении  $Z$  между пластинами образуется электрическое поле, действующее на сгусток. Предположим, что размеры пластин малы по сравнению с длинами волн, возбуждаемыми в системе сгустком, так что задачу можно решать в квазистационарном приближении. В этом приближении справедлива теорема Рамо:

$$i_{\text{наб}} = qvE^{(1)} = q [cE_0^{(1)} + yE_y^{(1)}], \quad (14)$$

где  $q$  — заряд сгустка;  $E^{(1)}$  — напряженность электрического поля в точке, где находится заряд, при разности потенциалов между пластинами  $1$  в. Поперечная составляющая поля может быть записана в виде

$$E_y^{(1)} = -\frac{1}{h} f(\theta), \quad (15)$$

где  $f(\theta)$  — периодическая функция с периодом  $2\pi$ . С помощью уравнений Максвелла можно найти, что

$$E_0^{(1)} = -\frac{2\pi}{L} \cdot \frac{y}{h} f'(\theta), \quad (16)$$

где  $L$  — длина орбиты.

Если расстояние между пластинами мало по сравнению с их длиной, то с достаточной точностью

$$f(\theta) = \begin{cases} 1 & \text{при } |\theta| < \alpha; \\ 0 & \text{при } |\theta| > \alpha, \end{cases}$$

где  $\alpha = \frac{\pi l}{L}$ ,  $l$  — длина пластин. Функция  $f(\theta)$  может быть разложена в ряд Фурье:

$$f(\theta) = \frac{\alpha}{\pi} + 2 \sum_{k=1} \frac{\sin k\alpha}{k\pi} \cos k\theta. \quad (17)$$

Приняв  $y = A \sin v\omega_s t$  и учитывая, что  $\theta = \omega_s t$  и  $q = \frac{2\pi}{\omega_s} I_0$ , для наведенного тока получим выражение

$$i_{\text{наб}} = \frac{2\pi I_0 A}{h} \left\{ -\frac{v\alpha}{\pi} \cos v\omega_s t + \sum_{k=1} \frac{\sin k\alpha}{k\pi} \times \right. \\ \left. \times [(k-v) \cos(k-v)\omega_s t - (k+v) \cos(k+v)\omega_s t] \right\}. \quad (18)$$

Разность потенциалов между пластинами будет равна (с учетом направления тока)

$$u = -\frac{2\pi I_0 A}{h} \left\{ -\frac{v\alpha}{\pi} z_v \cos(v\omega_s t + \psi_v) + \right. \\ \left. + \sum_{k=1} \frac{\sin k\alpha}{k\pi} [(k-v) z_{k-v} \cos[(k-v)\omega_s t + \psi_{k-v}] - \right. \\ \left. - (k+v) z_{k+v} \cos[(k+v)\omega_s t + \psi_{k+v}]] \right\}. \quad (19)$$

Сила, действующая на частицу в сгустке, равна

$$F = -e \frac{u}{h} f(\theta) = -e \frac{u}{h} f(\omega_s t). \quad (20)$$

Подставим в уравнение (20) из выражения (19) величину  $u$  и рассмотрим только составляющие с частотой  $v\omega_s$ , тогда

$$F = \frac{2\pi I_0 A e}{h} \left\{ -\frac{v\alpha^2}{\pi^2} z_v \cos(v\omega_s t + \psi_v) + \sum_{k=1} \frac{\sin^2 k\alpha}{k^2 \pi^2} \times \right. \\ \left. \times [(k-v) z_{k-v} \cos(v\omega_s t - \psi_{k-v}) - \right. \\ \left. - (k+v) z_{k+v} \cos(v\omega_s t + \psi_{k+v})] \right\}. \quad (21)$$

При помощи соотношений (11), (12) и (21) найдем инкремент

$$\delta = \frac{\pi I_0}{\omega_s} \cdot \frac{e}{\gamma m_0} \cdot \frac{1}{h^2} \left\{ -\frac{\alpha^2}{\pi^2} R_v + \sum_{k=1} \frac{\sin^2 k\alpha}{k^2 \pi^2} \times \right. \\ \left. \times \left[ \left( \frac{k}{v} - 1 \right) R_{k-v} - \left( \frac{k}{v} + 1 \right) R_{k+v} \right] \right\}. \quad (22)$$

Пусть при всех  $k R_{k \pm v} = R_v = R$ , тогда

$$\delta = \frac{\pi I_0}{\omega_s} \cdot \frac{e}{\gamma m_0} \cdot \frac{R}{h^2} \left( -\frac{\alpha^2}{\pi} - 2 \sum_{k=1} \frac{\sin^2 k\alpha}{k^2 \pi^2} \right) = \\ = -\frac{\pi I_0}{\omega_s} \cdot \frac{e}{\gamma m_0} \cdot \frac{R}{h^2} \cdot \frac{\alpha}{\pi} = -\frac{\pi I_0}{\omega_s} \cdot \frac{e}{\gamma m_0} \cdot \frac{R}{h^2} \cdot \frac{l}{L}, \quad (23)$$

т. е. наличие пластин приводит к затуханию когерентных колебаний. В качестве другого примера рассмотрим случай, когда пластины нагружены на параллельно соединенные емкость и сопротивление. Тогда приближенно

$$R_{k \pm v} \approx \frac{1}{(k \pm v)^2 \omega_s^2 C^2 R}. \quad (24)$$

Подставив это выражение в (22), получим

$$\delta = \frac{\pi I_0}{\omega_s} \cdot \frac{e}{\gamma m_0} \cdot \frac{1}{\omega_s C^2 h} \cdot \frac{1}{h^2} \times \\ \times \left[ -\frac{\alpha^2}{\pi^2 v^2} + \frac{1}{v} \sum_{k=1} \frac{\sin^2 k\alpha}{k^2 \pi^2} \left( \frac{1}{k-v} - \frac{1}{k+v} \right) \right]. \quad (25)$$

Можно показать, что, если  $0,5 < v < 1$ , инкремент оказывается положительным, т. е. возможна неустойчивость.

Особый интерес представляет случай, когда в камере расположены длинные пластины, концы которых нагружены на волновое сопротивление. Очевидно, что квазистационарное приближение в этом случае не пригодно, так как вдоль пластин возбуждаются волны со скоростью, близкой к скорости движения сгустка. Расчет удобно проводить в системе координат, движущейся в продольном направлении со скоростью, равной скорости сгустка. В результате получается следующее выражение:

$$\delta = -\frac{\pi I_0}{\omega_s} \cdot \frac{e}{\gamma m_0} \cdot \frac{l}{h^2 L} \cdot \frac{Z_0}{2}, \quad (26)$$

где  $Z_0$  — волновое сопротивление линии, состоящей из двух пластин, заключенных в металлическую камеру. В этом случае колебания затухают с декрементом, пропорциональным току.

Проведенные расчеты, несмотря на их недостаточную строгость, показывают, что когерентные эффекты — неустойчивость и быстрое затухание — могут быть обусловлены не только потерями в стенках, но и взаимодействием с другими диссипативными элементами камеры. Оценка инкрементов за счет такого взаимодействия для накопителя ВЭПП-2 показала, что они значительно больше стеночных инкрементов.

Следует отметить, что обнаруженные эффекты могут быть использованы для подавления когерентных неустойчивостей. Наиболее перспективно в этом отношении, по-видимому, применение пластин, нагруженных на волновое сопротивление.

Поступила в Редакцию 26/XI 1966 г.

## К теории когерентной поперечной устойчивости сгустка заряженных частиц

Я. С. ДЕРБЕНЕВ, Н. С. ДИКАНСКИЙ

УДК 621.384.60

Исследуется влияние конечной проводимости стенок накопителя на устойчивость когерентных бетатронных колебаний сгустка конечной длины.

Влияние конечной величины проводимости стенок на когерентные бетатронные колебания сбунчированного пучка в накопителях исследовалось в работе [1]. Однако в этой работе было получено выражение декремента для бесконечно короткого сгустка, кроме того, не принимались во внимание эффекты, связанные со скоростью поперечного движения. В настоящей работе проведен расчет декремента для сгустка конечной длины, движущегося

довалось в работе [1]. Однако в этой работе было получено выражение декремента для бесконечно короткого сгустка, кроме того, не принимались во внимание эффекты, связанные со скоростью поперечного движения. В настоящей работе проведен расчет декремента для сгустка конечной длины, движущегося

в бесконечно длинной камере прямоугольного сечения  $HW$  с проводимостями стенок  $\sigma_x$  и  $\sigma_z$  соответственно.

Для эффекта, рассмотренного в работе [1], достаточно было знать асимптотическую зависимость остаточного магнитного поля от времени [ $H^0 \sim (t)^{-1/2}$ ], в то время как в данной задаче необходимо знать поведение поля на расстояниях порядка размера сгустка.

Методом функции Грина с использованием граничных условий Леонтовича получены выражения для полей токов проводимости, возбуждаемых сгустком, в виде сумм по поперечным волновым числам. Плотность тока была выбрана в виде

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = vNe\delta\left(x - \frac{W}{2}\right)g(y - vt)\delta[z - z(y, t)], \quad (1)$$

где  $Ne$  — полный заряд сгустка;  $\mathbf{v} = |0, v, z|$ ;  $v$  — скорость сгустка по оси камеры;  $z(y, t) = a \cos \psi = a \cos[\omega_0 t + \varphi(y - vt)]$ ;  $z = -a\omega_0 \sin \psi$ ;  $\omega_0$  — бетатронная частота;  $g(y - vt)$  — азимутальное распределение плотности частиц в сгустке. Зависимость  $\varphi(y - vt)$  предполагается линейной:  $\varphi = k_0(y - vt)$ . Очевидно, полное поле стенок, действующее на частицу сгустка, является суперпозицией полей, возбуждаемых отдельными частицами. В связи с асимметрией полей проводимости относительно частицы, возбуждающей эти поля, величина результирующего поля существенно меняется на длине сгустка. Поэтому мощность сил полей проводимости, усредненная по бетатронным колебаниям, получается зависящей от положения частицы в сгустке:

$$\overline{F(\theta, \psi)} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F(\theta, \psi) d\psi = F_\theta,$$

где  $\theta = y - vt$ .

Если внутри сгустка происходит достаточно быстрое перемешивание частиц при сохранении азимутального распределения и когерентности поперечного движения, то декремент бетатронных колебаний сгустка как целого может быть определен в виде

$$\delta = - \left\langle \frac{1}{d} \frac{da}{dt} \right\rangle = - (m\omega_0^2 a^2)^{-1} \int F_\theta g(\theta) d(\theta). \quad (2)$$

Когда перемешивание отсутствует или происходит за время, сравнимое с временем развития неустойчивости, то для исследования ее характера необходимо совместное решение кинетического уравнения и уравнений Мак-

свелла. В этом случае формула (2) дает порядок величины декремента.

При расчете декремента были сделаны основные предположения:

$$|\xi_{\pm}| \gamma \kappa l \gg 1; \quad (3)$$

$$\frac{\omega_0}{\kappa c} \ll 1, \quad (4)$$

где  $\xi_{\pm} = \frac{c}{v} \lambda \pm \sqrt{\lambda^2 - 1}$ ;  $\lambda = \frac{\gamma \omega_0}{\kappa c}$ ;  $\kappa^2 = k_x^2 + k_z^2 = \left(\frac{\pi m}{W}\right)^2 + \left(\frac{\pi n}{H}\right)^2$ , причем  $W \approx H$ , а  $m, n$  одновременно не равны нулю;  $\gamma$  — релятивистский фактор;  $l$  — длина сгустка.

Условие (3) означает, что длина сгустка намного больше расстояния  $\theta_0 \approx (\gamma \kappa |\xi_{\pm}|)^{-1}$ , характеризующего при  $\theta < 0$  азимутальное поведение «остаточного» электромагнитного поля токов проводимости, возбуждаемых точечным зарядом. В частности, асимптотическое поведение магнитного поля  $H^0 \sim |\theta|^{-1/2}$ , использованное в работе [1], имеет место уже на расстояниях  $|\theta| \gg \theta_0$ . При учете поперечной составляющей скорости частицы в электромагнитном поле при  $\theta < 0$  появляются члены с асимптотическим поведением  $\sim |\theta|^{-3/2}$ , не являющиеся, вообще говоря, малыми по сравнению с членами  $\sim |\theta|^{-1/2}$ . Характерно, что при  $|\theta| \gg \theta_0$  остаточные поля не зависят от  $\gamma$ . Поле впереди частицы ( $\theta > 0$ ) при  $\lambda < 1$  затухает экспоненциально на расстоянии  $\sim \theta_0$ , что соответствует закритичности волновода. Если  $\lambda > 1$ , то в электромагнитном поле токов проводимости появляется волновая часть с волновыми векторами  $\gamma \kappa \xi_{\pm}$  —

—  $\frac{\omega_0}{v}$ ,  $\gamma \kappa \xi_{\pm}$  —  $\frac{\omega_0}{v}$  и относительными амплитудами  $|\xi_{-}|^{-1/2}$ ,  $|\xi_{+}|^{-1/2}$  для  $\theta < 0$  и  $\theta > 0$  соответственно.

Таким образом, поле впереди частицы либо экспоненциально затухает, либо очень быстро осциллирует по азимуту. Поэтому при условии (3) основной вклад в результирующее поле на данном азимуте вносят частицы, находящиеся впереди. Вычисление их суммарного поля с использованием асимптотического поведения полей в переходной области  $|\theta| \approx \theta_0$  приводит к малой ошибке  $\sim (\theta_0/l)^{1/2}$ .

Опустим громоздкие выкладки и приведем основные результаты. Формула декремента при условиях (3) и (4) и гауссовом распределении

плотности имеет вид

$$\delta = \delta_1 + \delta_2 + \delta_3 = \frac{Ne^2}{c\gamma m_0 H^2 W} \sqrt{\frac{vl}{2\sigma_z}} (\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3), \quad (5)$$

где

$$\Delta_1 = \frac{v}{\omega_0 l} \text{Im} D_{-\frac{1}{2}}(z) \left[ \sum_{m=1}^{\infty} \left( \frac{k_x H \sin \frac{\pi m}{2}}{\text{sh} \frac{k_x H}{2}} \right)^2 + \frac{H}{W} \sqrt{\frac{\sigma_z}{\sigma_x}} \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{k_z W \cos \frac{\pi n}{2}}{\text{ch} \frac{k_z W}{2}} \right)^2 \right];$$

$$\Delta_2 = 2 \left( \frac{H}{l} \right)^2 \text{Re} \left[ \frac{d}{dz} D_{-\frac{1}{2}}(z) \right] \sum_{m=1}^{\infty} \left( \frac{\sin \frac{\pi m}{2}}{\sin \frac{k_x H}{2}} \right)^2;$$

$D_{-\frac{1}{2}}$  выражается через функцию параболического цилиндра  $D_{-\frac{1}{2}}(z)$ :

$$D_{-\frac{1}{2}}(z) = D_{-\frac{1}{2}}(z) \exp\left(\frac{z^2}{4}\right),$$

аргумент  $z = il(k_0 - \frac{\omega_0}{v})$ . Член  $\Delta_3 \approx \Delta_1 \left(\frac{cH^2}{\omega_0 l^3}\right)^{1/2}$  при  $\lambda \gg 1$  и обязан полям излучения, в то время как при  $\lambda \leq 1$   $\Delta_1 \gg \Delta_3 \sim |\gamma \kappa l \xi_{\pm}|^{-1} \Delta_1$ . Более точная оценка величины  $\Delta_3$  в случае незамкнутой камеры не представляет интереса.

В двух предельных случаях ( $|z| \ll 1$  и  $|z| \gg 1$ ) имеем

$$\text{Im} D_{-\frac{1}{2}}(z) = \begin{cases} (\pi \sqrt{2})^{-\frac{1}{2}} \Gamma\left(\frac{3}{4}\right) \left(k_0 - \frac{\omega_0}{v}\right) l, & |z| \ll 1; \\ (2|z|)^{-\frac{1}{2}} \text{sign}(-iz), & |z| \gg 1; \end{cases}$$

$$\text{Re} \left[ \frac{d}{dz} D_{-\frac{1}{2}}(z) \right] =$$

$$= \begin{cases} (\pi \sqrt{2})^{-\frac{1}{2}} \Gamma\left(\frac{3}{4}\right), & |z| \ll 1; \\ \frac{1}{2} (2|z|^3)^{-\frac{1}{2}}, & |z| \gg 1. \end{cases}$$

Метод, развитый в работе, легко переносится на случай замкнутой камеры. При этом в выра-

жении декремента наряду с членами (5) содержится член, полученный ранее в работе [1] без учета проводимости боковых стенок, которые дают добавку

$$\delta_x = \frac{Ne^2 R}{2\gamma m_0 v H W^2 \sqrt{2\pi R v \sigma_x}} \left( \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin 2\pi k v}{\sqrt{k}} \right) \times \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{k_z W \cos \frac{k_z H}{2}}{\text{ch} \frac{k_z W}{2}} \right), \quad (6)$$

где  $v$  — безразмерная бетатронная частота;  $R$  — радиус камеры. В случае же непрерывного гофрированного сгустка выражение декремента получается из выражения (5) заменой  $N \rightarrow N \sqrt{\pi l / 2\pi R}$  с последующим устремлением  $l$  к бесконечности (множитель  $\sqrt{\pi}$  появляется при переходе от гауссова распределения в коротком сгустке к непрерывному). Это выражение без учета членов излучения отличается от выражений, полученных в работах [1—3], лишь вкладом проводимости боковых стенок:

$$\delta_x = \pm \frac{Ne^2 R}{2\gamma m_0 v H W^2 \sqrt{2\pi R v \sigma_x}} \times \frac{1}{\sqrt{|m \pm v|}} \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{k_z W \cos \frac{k_z H}{2}}{\text{ch} \frac{k_z W}{2}} \right)^2. \quad (7)$$

Величина  $\Delta_3$  для замкнутой камеры существенно зависит от конкретных геометрических свойств камеры, поэтому выражение для  $\Delta_3$ , полученное для данной геометрии, можно рассматривать только как модельное (в настоящей работе оно не приводится из-за его громоздкости).

Следует отметить, что в случае замкнутой камеры возможно ее резонансное возбуждение. Однако оценка эффектов конечной проводимости в этом случае не может быть сделана методом, примененным в настоящей работе.

Зависимость силы, действующей на частицу со стороны полей стенок, от положения частицы в сгустке приводит к дополнительному разбросу по частотам, что необходимо учитывать при рассмотрении возможности стабилизации неустойчивости затуханием Ландау. При условиях (3) и (4) когерентная добавка к частоте, обусловленная мгновенными эффектами,



имеет вид

$$\Delta\omega(\theta) = -\frac{Nv^2}{\gamma m_0 c \omega_0 W H^2 \sqrt{\sigma_z}} \operatorname{Re} \int_0^\infty \frac{d\theta'}{\sqrt{\theta'}} \left\{ e^{i\frac{\omega_0 \theta'}{v}} \left[ \sum_{m=1}^\infty \left( \frac{k_x H \sin \frac{k_x W}{2}}{\operatorname{sh}^2 \frac{k_x H}{2}} \right)^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{H}{W} \sqrt{\frac{\sigma_z}{\sigma_x}} \sum_{n=1}^\infty \left( \frac{k_z W \cos k_z \frac{H}{2}}{\operatorname{ch} \frac{k_z W}{2}} \right)^2 + i \frac{\omega_0 H^2}{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta'} \sum_{m=1}^\infty \left( \frac{\sin k_x \frac{W}{2}}{\operatorname{sh} \frac{k_x H}{2}} \right)^2 \right] e^{-ik_0 \theta'} + \right. \\ \left. + \sum_{m=1}^\infty \left( \frac{k_x H \sin k_x \frac{W}{2}}{\operatorname{ch} \frac{k_x H}{2}} \right)^2 - \frac{H}{W} \sqrt{\frac{\sigma_z}{\sigma_x}} \sum_{n=1}^\infty \left( \frac{k_z W \sin \frac{k_z H}{2}}{\operatorname{ch} \frac{k_z W}{2}} \right)^2 \right\} g(\theta' + \theta). \quad (8)$$

Таким образом, влияние конечной величины проводимости стенок камеры на устойчивость когерентного поперечного движения сгустка конечной длины можно разделить условно на следующие эффекты.

1. Эффект, связанный с периодичностью азимутального движения сгустка. Соответствующий ему член в декременте определяется полным зарядом сгустка и существенно зависит от частоты бетатронных колебаний [1]. Этот эффект, очевидно, отсутствует в бесконечной камере.

2. Учет конечной величины длины сгустка приводит к появлению в декременте члена  $\delta_1$ , который при условии (3) может быть получен в рамках рассмотрения, проведенного в работе [1]. Этот член порядка  $\sim v(l/R)^2$  по отношению к первому и зависит от распределения фаз бетатронных колебаний по длине сгустка. В частности, он равен нулю при  $k_0 v = \omega_0$  (при этом все частицы движутся по одной траектории) и положителен при  $k_0 v < \omega_0$ . Если  $v \gg 1$ , учет этого члена может существенно сдвинуть границу неустойчивости даже для весьма короткого сгустка.

3. «Краевой» эффект, обусловленный членами  $\sim (t)^2$  в электрическом и магнитном полях, непосредственно связан с z-составляющей тока. Он вносит в декремент отрицательный член порядка  $\sim \frac{H^2}{l^2}$  относительно  $\delta_1$ , т. е. для достаточно короткого сгустка [при наблюдении, однако, условия (3)] этот эффект может быть сравним с двумя первыми.

Второй и третий эффекты могут быть условно названы «мгновенными», так как они не связаны с «возвращением» сгустка.

4. Эффекты, связанные с полями излучения. Ввиду сильной зависимости последних от геометрии камеры их оценка требует специального рассмотрения в каждом конкретном случае.

Поступила в Редакцию 26/XI 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. С. Диканский, А. Н. Скринский. «Атомная энергия», 21, 176 (1966).
2. L. Lasslett et al. Rev. Sci. Instrum., 36, 436 (1965).
3. В. И. Балбеков, А. А. Коломенский. «Атомная энергия», 19, 126 (1965).

Исследование когерентных фазовых автоколебаний в накопителях

В. Л. АУСЛЕНДЕР, М. М. КАРЛИНЕР, Б. А. ЛАЗАРЕНКО, С. Г. ПОПОВ, И. К. СЕДЛЯРОВ, А. Н. СКРИНСКИЙ, И. А. ШЕХТМАН

УДК 621.384.60:621.384.612.4

Приведены результаты экспериментального исследования различных видов фазовой неустойчивости в накопителях ВЭПП-2 и ВЭП-1. Изучались фазовые автоколебания сгустка как целого и распад сгустка на две части, колеблющиеся по-разному. Наблюдалось возбуждение автоколебаний при взаимодействии сгустка с резонатором на 18-й гармонике. Измерены пороговые токи в зависимости от настройки основного и вспомогательного резонаторов.

Фазовая неустойчивость является одним из факторов, ограничивающих ток в накопителях релятивистских частиц. Она возникает при неблагоприятной частотной характеристике ускоряющей системы и проявляется в том, что, начиная с некоторого тока пучка, когерентные радиально-фазовые колебания само-

произвольно раскачиваются. Эти колебания могут приводить к потере некоторой части пучка; кроме того, они уменьшают время жизни накопленных частиц.

Причина фазовой неустойчивости в общих чертах сводится к следующему [1]. При когерентных фазовых колебаниях напряжение, наведенное сгустком на ускоряющей системе, содержит боковые частоты, отличающиеся от частоты обращения (или ее гармоник) на величину синхротронной частоты. Таким образом, ускоряющее напряжение оказывается модулированным. Модуляция ускоряющего напряжения приводит к усилению или, наоборот, затуханию фазовых колебаний, вызвавших эту модуляцию. В первом случае возможно самовозбуждение фазовых колебаний. Условия устойчивости были найдены в работе [1].

В настоящей работе приведены некоторые результаты экспериментального исследования явления фазовой неустойчивости в накопителях ВЭПП-2 и ВЭП-1.

Блок-схема ВЧ-системы накопителя ВЭПП-2 приведена на рис. 1. Напряжение генератора с частотой 25,1 Мгц подается на усилитель мощности ( $P_{\max} = 20 \text{ кВт}$ ), а затем на ускоряющий резонатор. Шунтовое сопротивление резонатора 85 ком, собственная добротность около 5000, нагруженная  $\sim 4000$ . Ток пучка электронов измерялся при помощи интегрального пикап-электрода, расположенного в одном из прямолинейных промежутков накопительного кольца. Когерентные фазовые колебания регистрировались измерителем частотной мо-

дуляции, в состав которого входят усилитель-ограничитель и частотный детектор. На вход измерителя частотной модуляции подается сигнал с пикап-электрода. На выходе частотного детектора появляется напряжение с частотой фазовых колебаний  $\Omega_0$ . Амплитуда этого напряжения пропорциональна произведению  $\Omega_0 \Phi_m$  ( $\Phi_m$  — амплитуда фазовых колебаний центра тяжести сгустка).

Изменение основных величин регистрировалось многоканальным шлейфовым осциллографом. Кроме того, фазовые колебания можно было непосредственно наблюдать при помощи телевизионной камеры и фотографировать.

Как выяснилось при исследовании, пространство между дисками ускоряющего резонатора образует радиальную линию, резонирующую на частоте около 452 Мгц, т. е. несколько выше 18-й гармоники частоты обращения. Такой паразитный резонатор должен вызывать фазовую неустойчивость [1], что и было обнаружено. Для подавления этой неустойчивости в конструкцию резонатора введено устройство для перестройки паразитного резонатора на более низкую частоту.

Возникновение фазовых автоколебаний иллюстрируется осциллограммами, полученными при помощи шлейфового осциллографа (рис. 2). Амплитудная модуляция измерялась на 6-й гармонике частоты обращения, наиболее чувствительной к изменению длины сгустка. Осциллограммы, приведенные на рис. 2, снимались следующим образом. Вначале резонатор расстраивался в сторону низких частот так, чтобы напряжение на нем было около 2 кэ (при резонансном напряжении 10 кэ). После накопления электронов резонатор плавно перестраивался в сторону высоких частот. Осциллографирование проводилось в процессе перестройки за время  $\sim 8 \text{ сек}$ .

Осциллограмма рис. 2, а снята при токе электронов около 300 ма. Видно, что фазовые колебания возникают после перехода на неблагоприятный склон резонансной кривой. Нарастание колебаний происходит за несколько миллисекунд и приводит к потере части накопленных электронов, после чего колебания срываются. При более глубокой расстройке резонатора фазовые колебания вновь возникают, но уже не вызывают сброса тока, а их амплитуда релаксирует с низкой частотой.

Был измерен пороговый ток пучка при перестройке резонатора от 2 кэ на низкочастотной стороне до 2 кэ на высокочастотной (при резонансной амплитуде 10 кэ). Этот порог лежит

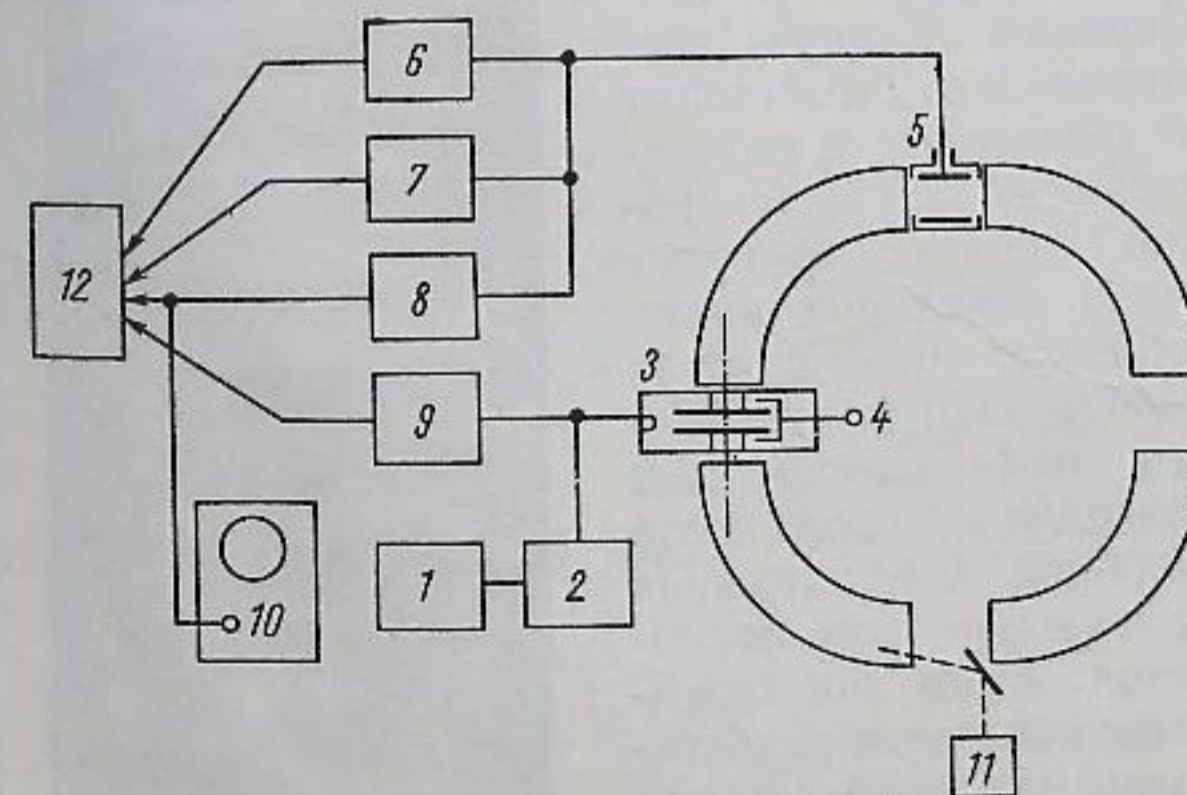
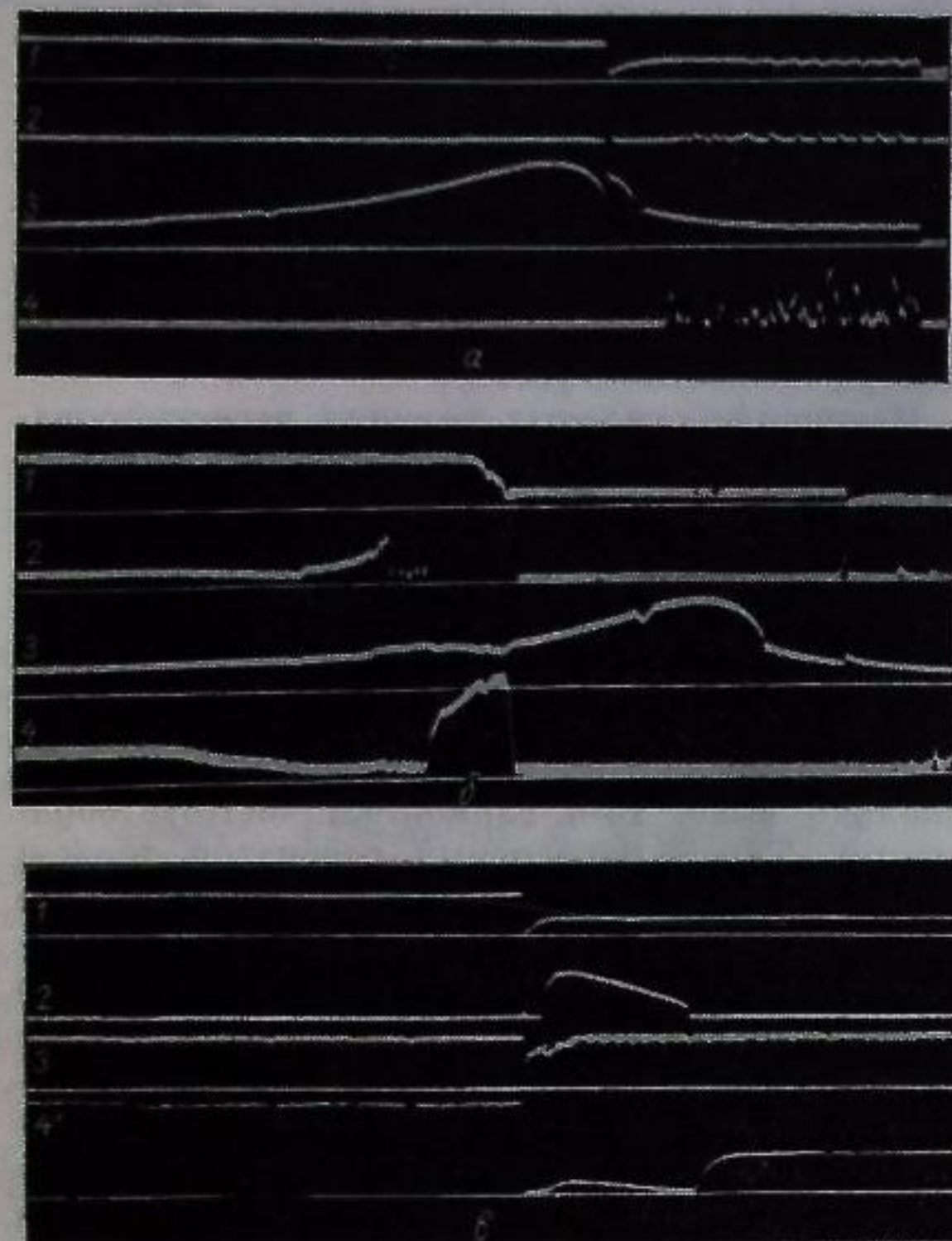


Рис. 1. Блок-схема ВЧ-системы ВЭПП-2:

1 — задающий генератор; 2 — усилитель мощности; 3 — резонатор; 4 — устройство для настройки паразитного резонатора; 5 — пикап-электрод; 6 — измеритель тока пучка; 7 — измеритель амплитудной модуляции; 8 — измеритель частотной модуляции; 9 — измеритель напряжения на резонаторе; 10 — осциллограф; 11 — теле- и кинокамеры; 12 — шлейфовый осциллограф.



Р и с. 2. Осциллограммы возникновения фазовых автоколебаний: а — ток пучка 300 ма; б — ток пучка 500 ма; в — «паразитный» резонатор настроен на частоту, соответствующую 18-й гармонике; 1 — первая гармоника тока пучка; 2 — амплитуда фазовых колебаний; 3 — амплитуда ускоряющего напряжения на резонаторе; 4 — амплитудная модуляция 6-й гармоника тока пучка; 4' — напряжение 18-й гармоника, наведенное пучком на паразитном резонаторе.

в интервале 0,9—1,25 ма. Расчетный порог, полученный с помощью условий устойчивости [1] с учетом нелинейности и квантовых флуктуаций излучения, находится в пределах 0,5—1,5 ма.

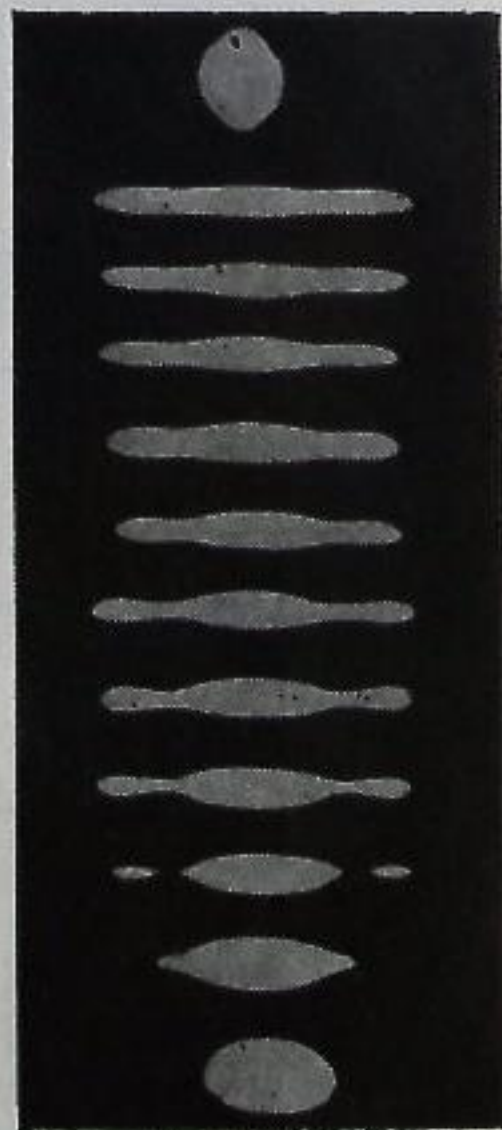
На рис. 2, б приведены осциллограммы при токе электронов около 500 ма. Здесь фазовые колебания возникают до перехода через резонанс при напряжении 3—4 кв. После сброса части тока колебания срываются и затем возникают на другом склоне резонансной кривой, причем также наблюдается релаксация амплитуды колебаний. Порог возбуждения фазовых колебаний на благоприятном склоне резонансной кривой составляет около 320—350 ма. Конкретная причина возникновения таких колебаний не выяснена.

На рис. 2, в показаны осциллограммы, иллюстрирующие возбуждение фазовых автоколеба-

ний благодаря взаимодействию с паразитным резонатором на 18-й гармонике. При осциллографировании ускоряющий резонатор был настроен в резонанс при напряжении около 10 кв. Паразитный резонатор вначале был настроен на частоту ниже 18-й гармоника. После накопления электронного тока около 300 ма паразитный резонатор перестраивался в сторону высших частот. При некоторой настройке этого резонатора фазовые колебания быстро нарастают, в результате чего часть тока сбрасывается, колебания срываются, но затем вновь возникают при дальнейшей перестройке. Экспериментально измеренный пороговый ток этих колебаний лежит в пределах 50—100 мка. Расчетный порог составляет 1,5—4 мка. Расхождение, по-видимому, вызвано неучтенной дополнительной нелинейностью, обусловленной напряжением 18-й гармоника, длина волны которого уже сравнима с длиной сгустка.

Как уже указывалось выше, после возникновения фазовых колебаний наблюдается релаксация их амплитуды с периодом 0,5—5 сек. Механизм этой релаксации, по-видимому, состоит в следующем. Непосредственно после развития фазовых колебаний сгусток колеблется как целое с частотой, которая заметно ниже частоты малых колебаний (вследствие нелинейности).

По тем или иным причинам (рассеяние на остаточном газе, ада-эффект и пр.) амплитуда колебаний некоторого электрона может уменьшаться. Тогда его собственная частота увеличивается, он выходит из резонанса, и его колебания затухают. Такой процесс приводит через некоторое время к тому, что сгусток разбивается на две части, одна из которых совершает колебания большой амплитуды, а другая почти не колеблется. Если ток колеблющейся части недостаточен для поддержания автоколебаний, то последние срываются, и сгусток вновь объединяется, что приводит к новой раскачке колебаний.

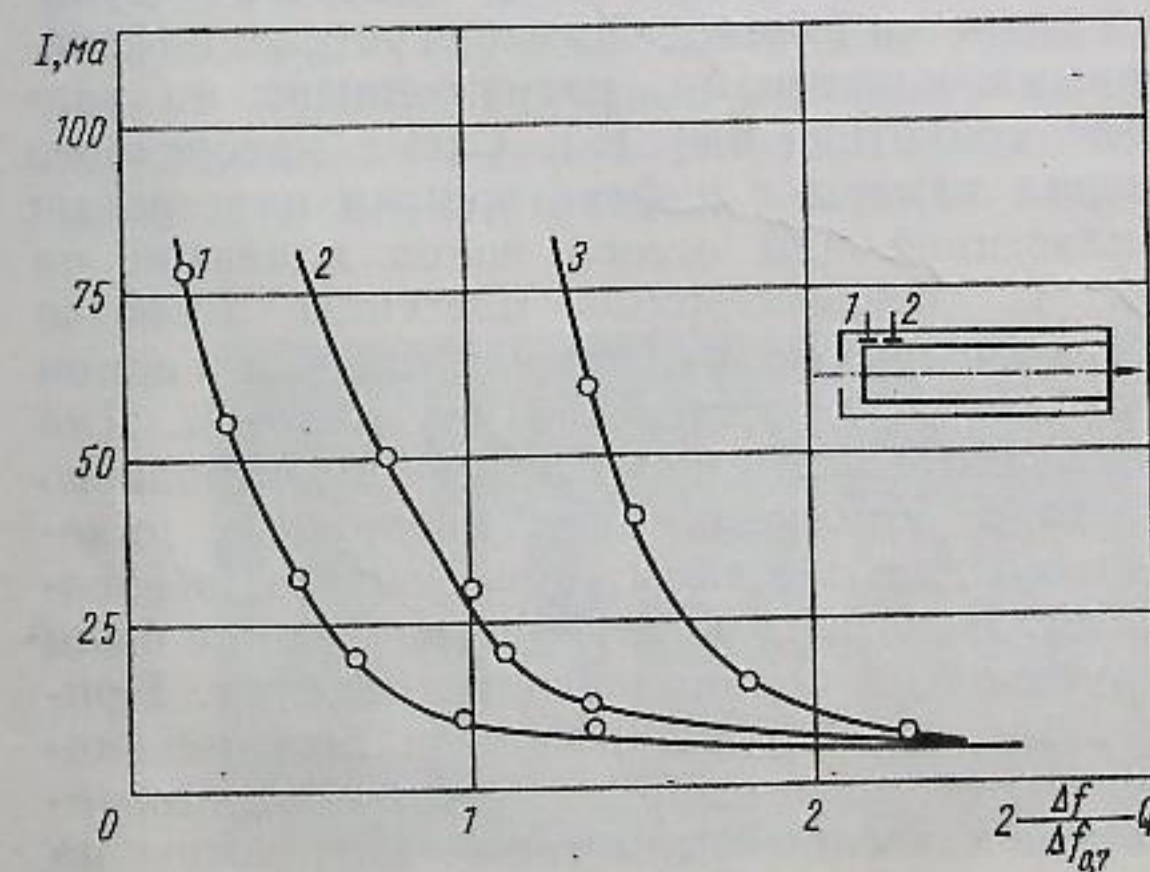


Р и с. 3. Релаксация фазовых колебаний (кинограмма).

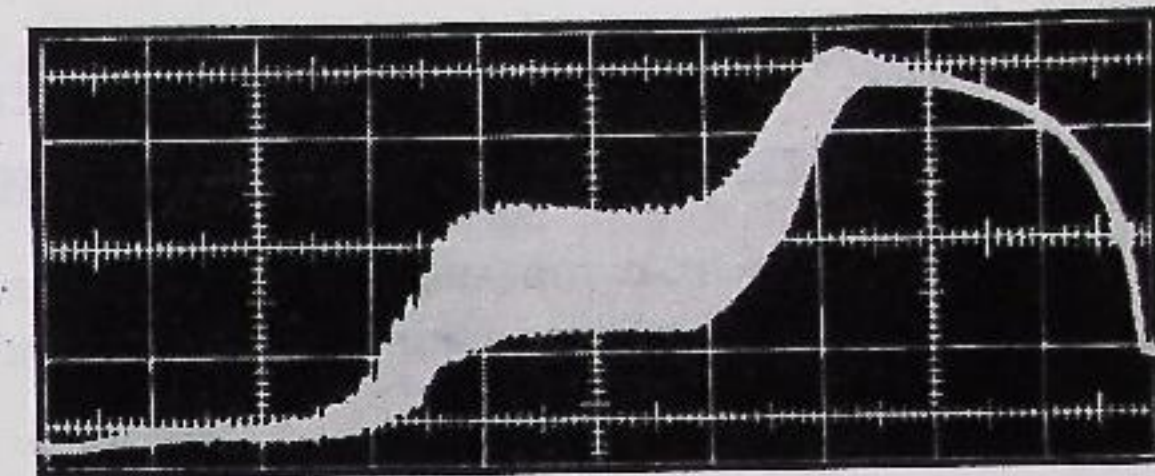
Этот процесс иллюстрируется кинограммой рис. 3. На ней сняты кадры с интервалом 0,1 сек, показывающие цикл от начала колебаний до их затухания. Кинограмма снята при энергии пучка 150 Мэв, постоянная времени радиационного затухания при этой энергии около 0,3 сек. Видно, что после возникновения фазовых колебаний радиальный размер сгустка резко возрастает. Через некоторое время в центральной части образуется уплотнение, которое постепенно увеличивается. В конце цикла колебания затухают. Затем этот цикл повторяется.

Фазовая неустойчивость наблюдалась также в накопителе ВЭП-1 [2]. Резонаторы накопительных колец выполнены в виде четвертьволновой коаксиальной линии (см. схему на рис. 4). Настройка осуществляется двумя дисками, расположенными у открытого конца. Такой резонатор, помимо резонанса на основной частоте 221 Мгц (кратность 2), имеет резонансы на нечетных гармониках. Сдвигая диски, можно менять настройку высших резонансов, не изменяя основного резонанса. На рис. 4 приведена зависимость величины порогового тока от настройки резонатора. Настройка проводилась диском 1. Кривые 1, 2, 3 соответствуют различным положениям диска 2. Как видно из графиков, при одной и той же настройке на основной частоте пороговое значение тока резко зависит от положения дисков, т. е. от настройки более высоких резонансов (по-видимому, это 13-я гармоника основной частоты).

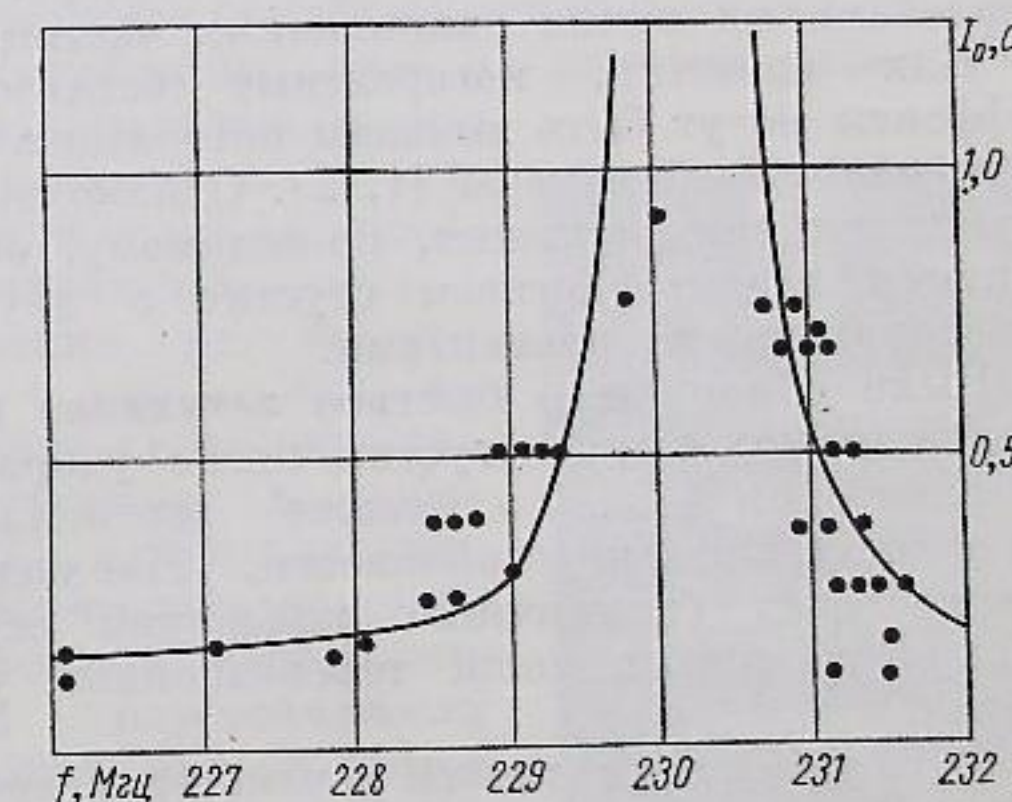
На синхротроне Б-2С [3], входящем в состав комплекса ВЭП-1, также была обнаружена



Р и с. 4. Зависимость величины порогового тока от расстройки резонатора в накопителе ВЭП-1.



Р и с. 5. Осциллограмма ускоряемого тока в синхротроне Б-2С. фазовая неустойчивость. На рис. 5 приведена осциллограмма сигнала с пикап-электродов, где видна раскачка синхротронных колебаний и сброс тока. Для подавления неустойчивости был установлен дополнительный пассивный резонатор, взаимодействующий со второй гармоникой ускоряющего тока. Добротность резонатора ~200, резонансная частота ~230 Мгц.



Р и с. 6. Зависимость порогового тока в синхротроне Б-2С от настройки пассивного резонатора.

На рис. 6 приведены расчетная (сплошная кривая) и снятая экспериментально зависимости порогового тока от расстройки пассивного резонатора. Ввиду того что параметры системы не были точно известны, они выбирались так, чтобы расчетная кривая в двух точках совмещалась с экспериментальной.

Применение пассивного резонатора позволяет устойчиво получать в синхротроне Б-2С циркулирующий ток до 1,5 а (ранее был получен максимальный ток 0,5 а [3]).

Поступила в Редакцию 26/ХІ 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Ауслендер и др. А. Э., 20, 210 (1966).
2. Г. И. Будкер и др. А. Э., 19, 498 (1965).
3. Е. А. Абрамян и др. В кн. «Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963)». М., Атомиздат, 1964, стр. 1065.

## Изучение самовозбуждения и ускоренного затухания когерентных поперечных колебаний в накопителе ВЭПП-2

В. Л. АУСЛЕНДЕР, Н. С. ДИКАНСКИЙ, М. М. КАРЛИНЕР,  
И. К. СЕДЛЯРОВ, А. Н. СКРИНСКИЙ, И. А. ШЕХТМАН

УДК 621.384.60:621.384.612.4

В накопителе ВЭПП-2 было обнаружено явление ускоренного затухания когерентных вертикальных поперечных колебаний после удара инфлектором, а также вертикальная и радиальная когерентные неустойчивости. Определены условия возникновения неустойчивостей и опробованы некоторые способы их подавления. Показано, что наблюдаемые эффекты нельзя объяснить потерями в стенках.

В накопительном электрон-позитронном кольце ВЭПП-2 наблюдались некоторые когерентные эффекты, связанные с бетатронными колебаниями пучка накопленных частиц.

Как известно, когерентные бетатронные эффекты могут быть вызваны потерями в стенках вакуумной камеры [1, 2]. Однако наблюдавшиеся нами явления, по-видимому, объясняются взаимодействием сгустка с другими диссипативными элементами.

Было обнаружено быстрое затухание когерентных колебаний сгустка после удара его инфлектором [3], а также вертикальная и радиальная неустойчивости. Наблюдение когерентных бетатронных колебаний осуществлялось при помощи телевизионной установки.

Проверка когерентности и измерение времен затухания или раскочки бетатронных колебаний проводились посредством дифференциальных пикап-электродов и усилителя, работающего на частоте  $(1 - \nu) \omega_s$ , где  $\omega_s$  — частота обращения частиц. Пучок можно было также фотографировать кинокамерой. Быстрое затухание

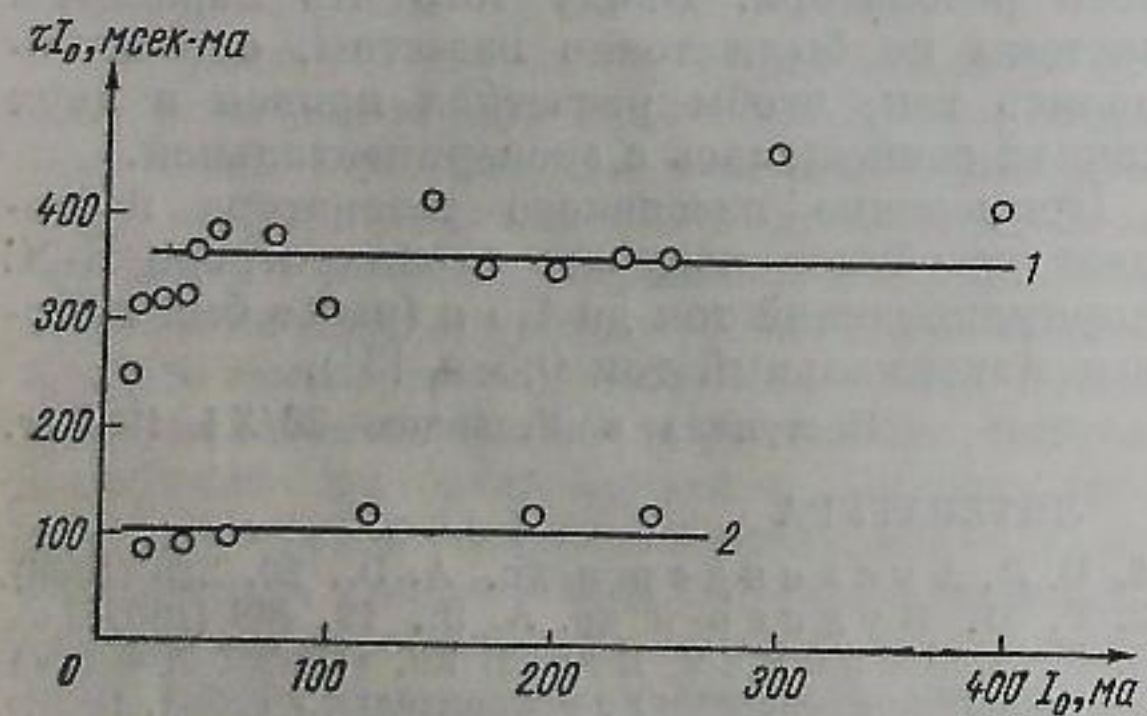


Рис. 1. Зависимость произведения  $\tau I_0$  от тока пучка.

наблюдалось после удара сгустка инфлектором в вертикальном направлении. Характерной чертой процесса является постоянство произведения тока пучка  $I_0$  на время затухания  $\tau$ . На рис. 1 приведена зависимость произведения  $\tau I_0$  от тока пучка (кривая 1). Экспериментальные точки достаточно хорошо ложатся на прямую, параллельную оси абсцисс, кроме малых токов, где время затухания определяется разбросом собственных частот отдельных частиц. При увеличении тока пучка выше 500 мА время затухания практически уже не уменьшалось; при этом колебания значительной части электронов затухали некогерентно с временами радиационного затухания.

Время быстрого затухания практически не зависело от частоты бетатронных колебаний при изменении величины  $\nu_z$  в пределах  $0,835 \pm 0,02$ . Исключение составляют лишь частоты резонансов связи, где быстрое затухание отсутствовало вследствие потери когерентности пучка после удара.

Быстрое затухание когерентных колебаний не может быть объяснено потерями в стенках, так как согласно теории, развитой в работах [1, 2], при  $0,5 < \nu_z < 1$  потери в стенках должны вызывать неустойчивость, а не затухание. Вероятно, причиной быстрого затухания является взаимодействие сгустка с инфлекторными пластинами, нагруженными на волновое сопротивление [4]. Схема поперечного сечения камеры с инфлекторными пластинами и пластиной для отсоса ионов показана на рис. 2. Инфлекторные пластины имеются в двух квадрантах накопителя, причем в одном квадранте две пластины, в другом одна. Для разведения электронного и позитронного пучков в остальных двух квадрантах находятся по две пластины, аналогичные инфлекторным. Пластины разведения вначале не были нагружены на волновые сопротивления. Кривая 1 на рис. 1 была получена при несогласованных пластинах разведения. В дальнейшем эти пластины были также нагружены на волновые сопротивления. Это привело к уменьшению времени затухания (см. кривую 2 на

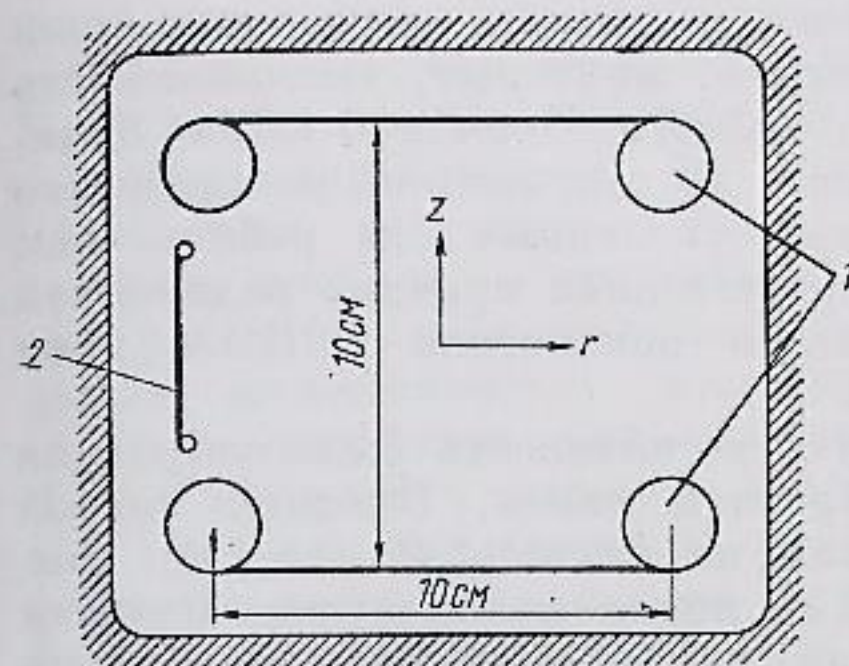


Рис. 2. Сечение вакуумной камеры:

1 — инфлекторные пластины; 2 — пластина для отсоса ионов.

рис. 1). В работе [4] приведена формула, позволяющая вычислять величину произведения  $\tau I_0$ . Расчет для ВЭПП-2 дает результат, близкий к полученному экспериментально.

Как указывалось выше, быстрое затухание наблюдалось в широкой полосе бетатронных частот. При изменении вертикальной бетатронной частоты при помощи магнитного квадруполя и путем изменения величины напряжения на ионно-отсасывающей пластине в узкой полосе ( $\Delta \nu_z = \pm 2 \cdot 10^{-3}$ ) была обнаружена неустойчивость вертикальных бетатронных колебаний. Порог по току электронов для этой неустойчивости составлял около 10 мА. При токе выше 150 мА неустойчивость исчезала. В указанных пределах после удара инфлектором вертикальные колебания не затухали. Их амплитуда совершала медленные затухающие колебания с периодом 1—2 сек. Время затухания составляло несколько десятков секунд. В некоторых случаях колебания продолжались 5—10 мин. Во время колебаний на дифференциальных пикап-электродах можно было наблюдать сигнал с частотой около  $(1 - \omega_s) \omega_s$ .

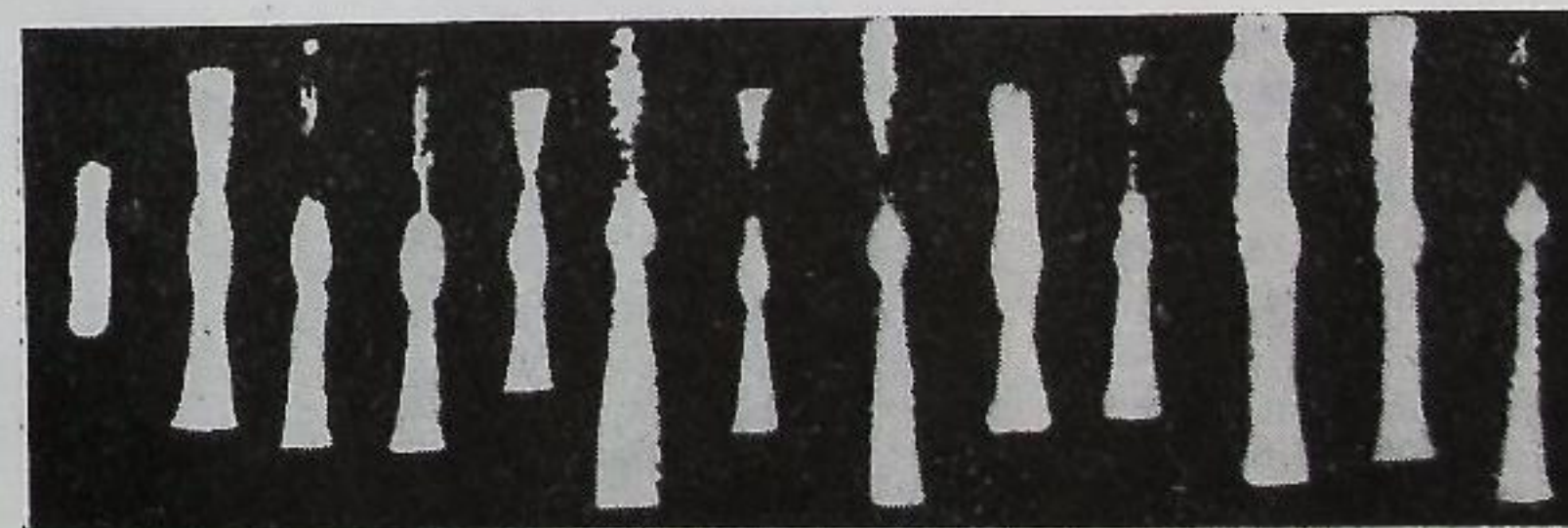


Рис. 3. Вертикальная неустойчивость.

На рис. 3 приведены фотографии сечения пучка, снятые с интервалом 1 сек. Как видно из этих фотографий, в центре сечения пучка имеется уплотнение, образованное частицами с малой амплитудой колебаний. Колебания затухают по мере того, как большая часть электронов накапливается в центральной части сечения.

Вертикальные автоколебания возбуждались только после удара инфлектором. Самопроизвольное возбуждение ни разу не наблюдалось.

В дальнейшем удалось выяснить, что вертикальная неустойчивость связана с цепями питания пластин разведения. Каждая пластина была присоединена к ВЧ-кабелю, к другому концу которого через большое сопротивление (несколько мегом) был подсоединен выпрямитель. Длина одного из кабелей оказалась равной  $\sim 25$  м, что соответствует половине длины волны (в кабеле) при частоте  $(1 - \nu_z) \omega_s$ . Таким образом, одна из пластин разведения была нагружена на резонансную нагрузку с максимумом активной составляющей сопротивления на частоте  $(1 - \nu_z) \omega_s$ . Согласно условию устойчивости, полученному в работе [4], такая нагрузка может вызвать неустойчивость. Инкремент этой неустойчивости в узкой полосе частот оказался больше декремента быстрого затухания, что свидетельствует о большой величине инкремента, значительно превышающего стеночный инкремент.

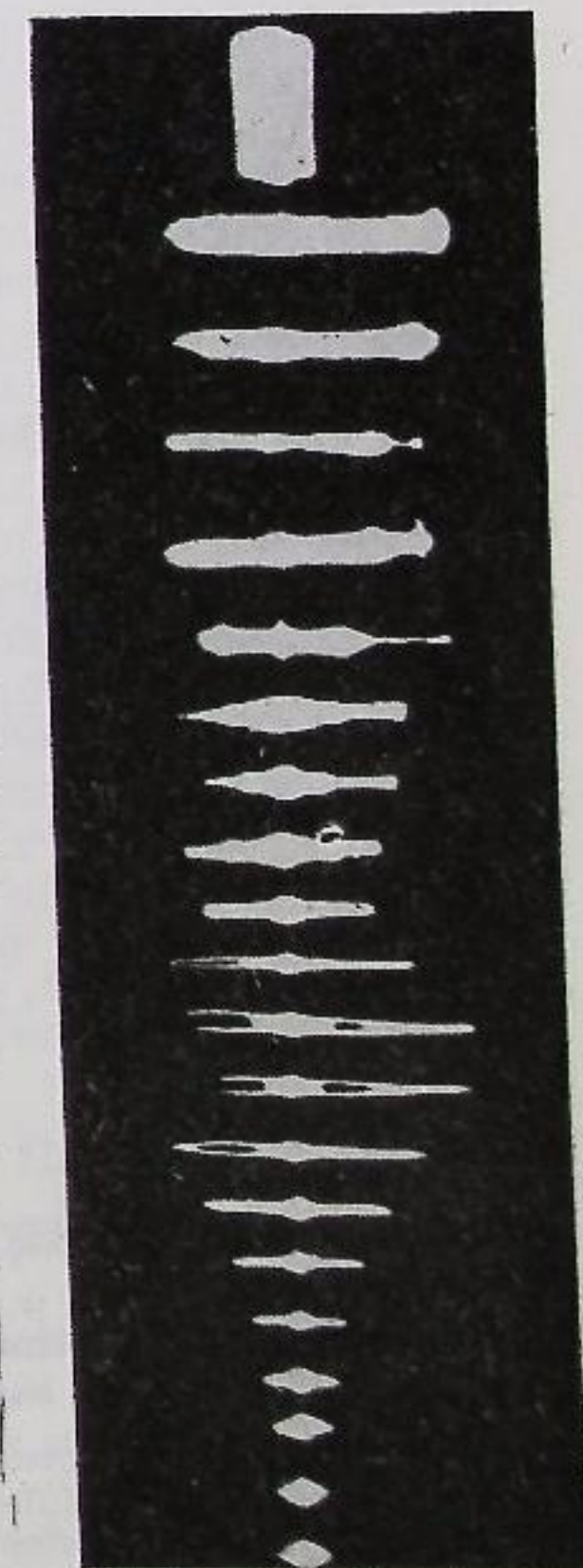


Рис. 4. Радиальная неустойчивость.

Замыкание разводящих пластин на землю вблизи от накопителя приводило к исчезновению вертикальной неустойчивости. В дальнейшем все пластины разведения были нагружены на согласованные нагрузки через большие емкости. В результате этого исчезла вертикальная неустойчивость и время быстрого затухания стало значительно меньшим (примерно в три раза). Радиальная неустойчивость пучка позитронов имела порог по току около 2 ма. Колебания появлялись после удара инфлектором, когда вертикальный размер пучка за счет затухания уменьшался.

На рис. 4 приведены фотографии сечения пучка, снятые с интервалом 0,5 сек. Видно, как после затухания пучка в вертикальном направлении возбуждаются радиальные колебания. Эти колебания через несколько секунд затухают, причем процесс затухания сопровождается образованием уплотнения в центре.

Возникновение радиальной неустойчивости препятствовало накоплению тока позитронов больше 2 ма в выбранной рабочей точке по  $v_r$ . Неустойчивость возникала в сравнительно узкой полосе бетатронных частот ( $\Delta v_r = \pm 2,5 \cdot 10^{-3}$ ). Путем увеличения напряжения на пластинах отсоса от 9 до 12 кВ можно было устранить неустойчивость. В этом случае удавалось накопить ток позитронов до 10 ма. Если после этого вновь уменьшить напряжение отсоса, то радиальные колебания самопроизвольно увеличатся за времена порядка нескольких миллисекунд, вызывая сброс большей части накопленного тока.

Радиальная неустойчивость электронного пучка наблюдалась при значительно больших токах (порядка 20 ма) при включенном отсосе ионов. При выключенном отсосе ионов неустойчивость не возникала.

Описанные явления радиальной неустойчивости, по-видимому, нельзя объяснить конечной проводимостью стенок камеры. Об этом

## Время жизни и размеры электронного (позитронного) пучка в накопителе при малом токе

В. Л. АУСЛЕНДЕР, Э. И. ЗИНИН, Г. Н. КУЛИПАНОВ,  
С. И. МИШНЕВ, С. Г. ПОПОВ, А. Н. СКРИНСКИЙ,  
Г. М. ТУМАЙКИН, Ю. М. ШАТУНОВ

Приведены результаты экспериментального изучения времени жизни и размеров пучка в диапазоне токов, при которых эти параметры не зависят от числа частиц. Исследована зависимость параметров от энергии, напряжения на резонаторе и т. д. Получено хорошее согласие экспериментальных данных с расчетными.

свидетельствуют, во-первых, значительно большие инкременты и, во-вторых, узкополосность наблюдаемого эффекта. Причиной может быть, вероятно, один из вариантов резонансного взаимодействия, указанных в работе [4]. Однако непосредственная причина радиальной неустойчивости в накопителе ВЭП-2 пока не выяснена.

Радиальная неустойчивость была устранена введением обратной связи. Входной сигнал обратной связи на частоте  $(1 - \nu_r) \omega_s$  снимался с одной из ионно-отсасывающих пластин и подавался на специальные радиально-отклоняющие пластины через усилитель с коэффициентом усиления около  $10^4$ , работающий на частоте 7,5 МГц. Фаза обратной связи регулировалась при помощи фазовращателя. После введения обратной связи неустойчивость не возникала вплоть до максимального накопленного позитронного и электронного токов. При подъеме энергии до 380 МэВ (энергия эксперимента) удавалось сохранять ток позитронов не более 5 ма вследствие несовершенства цепи обратной связи, меняющей сдвиг фазы при изменении  $\nu_r$ .

Экспериментальные данные, приведенные в этой работе, позволяют сделать вывод, что взаимодействие пучка с диссипативными элементами накопителя может быть более существенным, чем взаимодействие со стенками камеры за счет конечной проводимости последних.

Поступила в Редакцию 26/XI 1966 г.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. С. Диканский, А. Н. Скринский. «Атомная энергия», 21, 176 (1966).
2. E. Courant, A. Sessler. Transverse Coherent Resistive Instabilities of Azimuthally Bunched Beams in Particle Accelerators. UCRL-16751, 1966.
3. В. Л. Ауслендер и др. «Атомная энергия», 19, 502 (1965).
4. Н. С. Диканский и др. См. настоящий выпуск, стр. 188.

Основные параметры пучков электронов или позитронов в накопительных кольцах — геометрические размеры и время жизни — определяются величиной радиационного затухания, квантовыми флуктуациями синхротрон-

ного излучения, взаимодействием с остаточным газом и характеристиками установок. Хотя эти вопросы теоретически уже рассматривались в работах [1—3], однако экспериментальные результаты были недостаточно полными или совсем отсутствовали. В настоящей работе приводятся параметры пучков при малых интенсивностях накопленных токов, т. е. в отсутствие коллективных эффектов. Чтобы исключить влияние опасных резонансов, частоты бетатронных колебаний были выбраны достаточно далеко от них. Описываемые измерения сделаны на электронном накопителе ВЭП-1 и электронно-позитронном накопителе ВЭП-2.

Для измерения поперечных размеров использовалась оптическая система с фотоумножителем и подвижной диафрагмой. Предельное разрешение  $\sim 0,15$  мм для ВЭП-1 и 0,3 мм для ВЭП-2 обусловлено конечной протяженностью области наблюдения.

Для измерения фазового размера применялся электронно-оптический преобразователь; изображение с его экрана разворачивалось другим электронно-оптическим преобразователем (диссектором). Величину азимутальной протяженности сгустков и форму распределения можно было наблюдать непосредственно на экране осциллографа. Достигнутое разрешение составляло  $\sim 2$  см.

Функция распределения плотности частиц как в поперечном, так и в продольном направлении с хорошей точностью описывается кривой Гаусса (рис. 1). В этом случае за размер сгустка удобно принять удвоенное среднеквадратичное отклонение частиц в сгустке от равновесного положения, равное

$$2\delta(r, z, L) = 2 \left( \sum \frac{a_i^2}{2} \right)^{1/2},$$

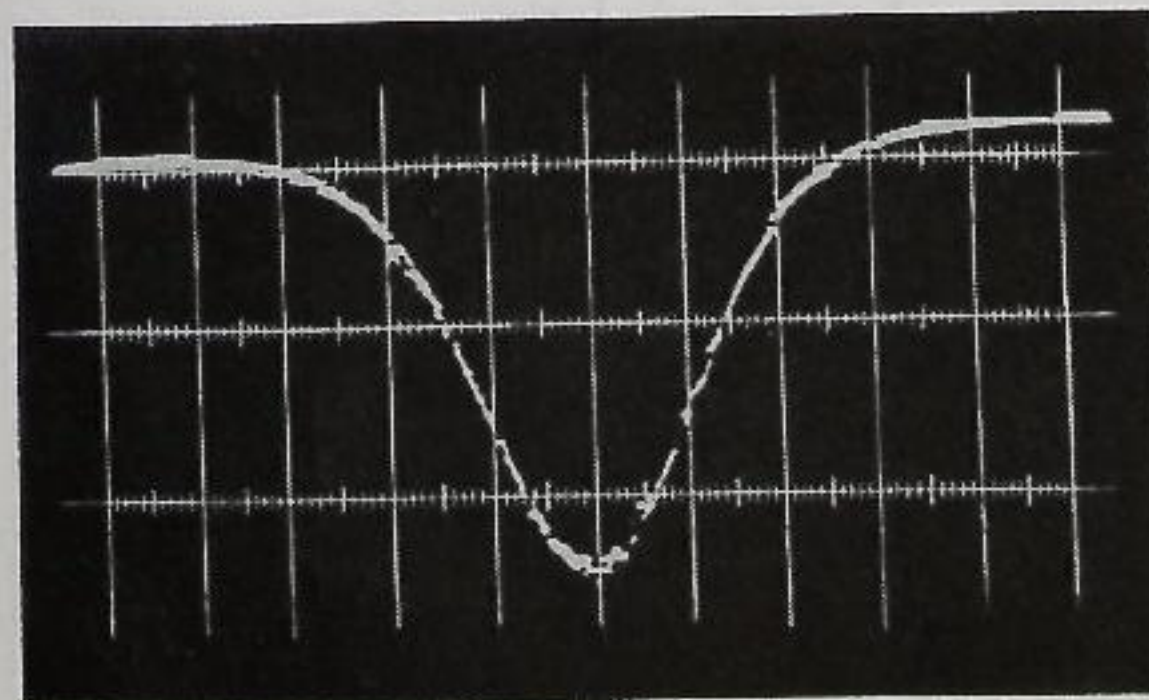


Рис. 1. Осциллограмма плотности распределения частиц.

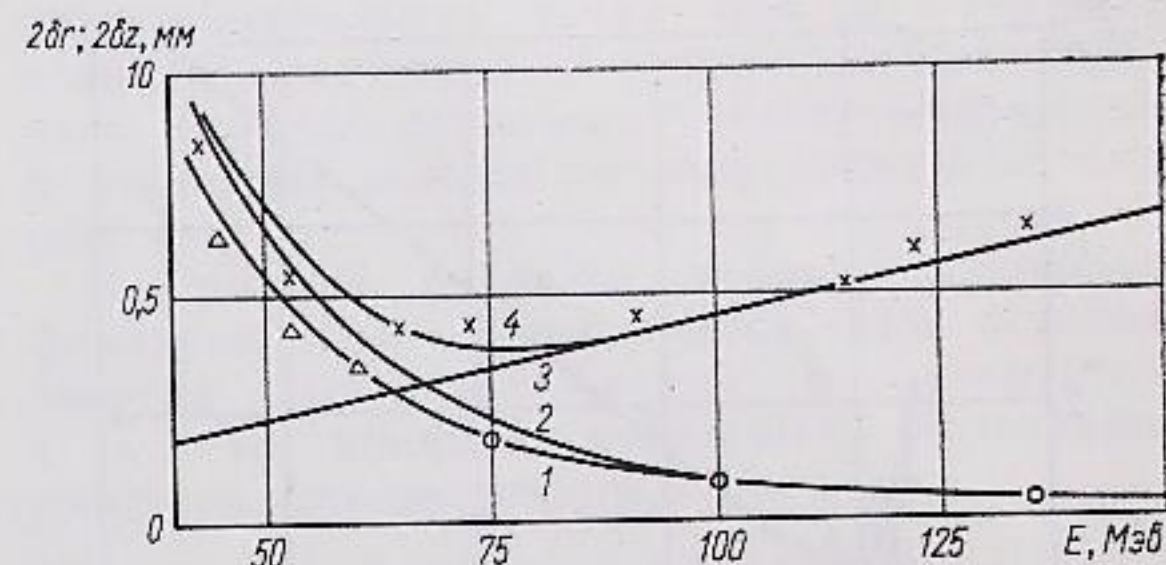


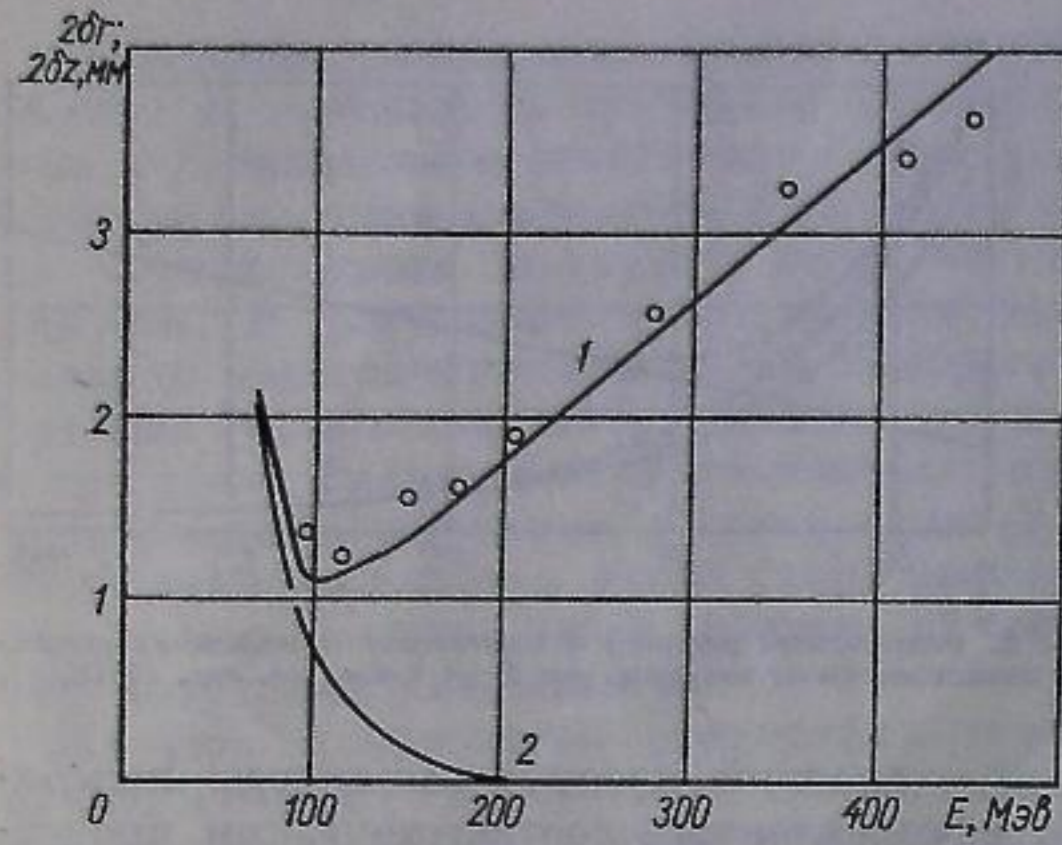
Рис. 2. Результаты расчета и измерений поперечных размеров в зависимости от энергии,  $p \approx 3 \cdot 10^{-8}$  мм рт. ст. (ВЭП-1).

где  $a_i^2$  — средний квадрат амплитуды колебаний, обусловленных соответствующим процессом. При малых интенсивностях установившиеся размеры сгустка определяются рассеянием на остаточном газе и квантовыми флуктуациями излучения совместно с затуханием колебаний.

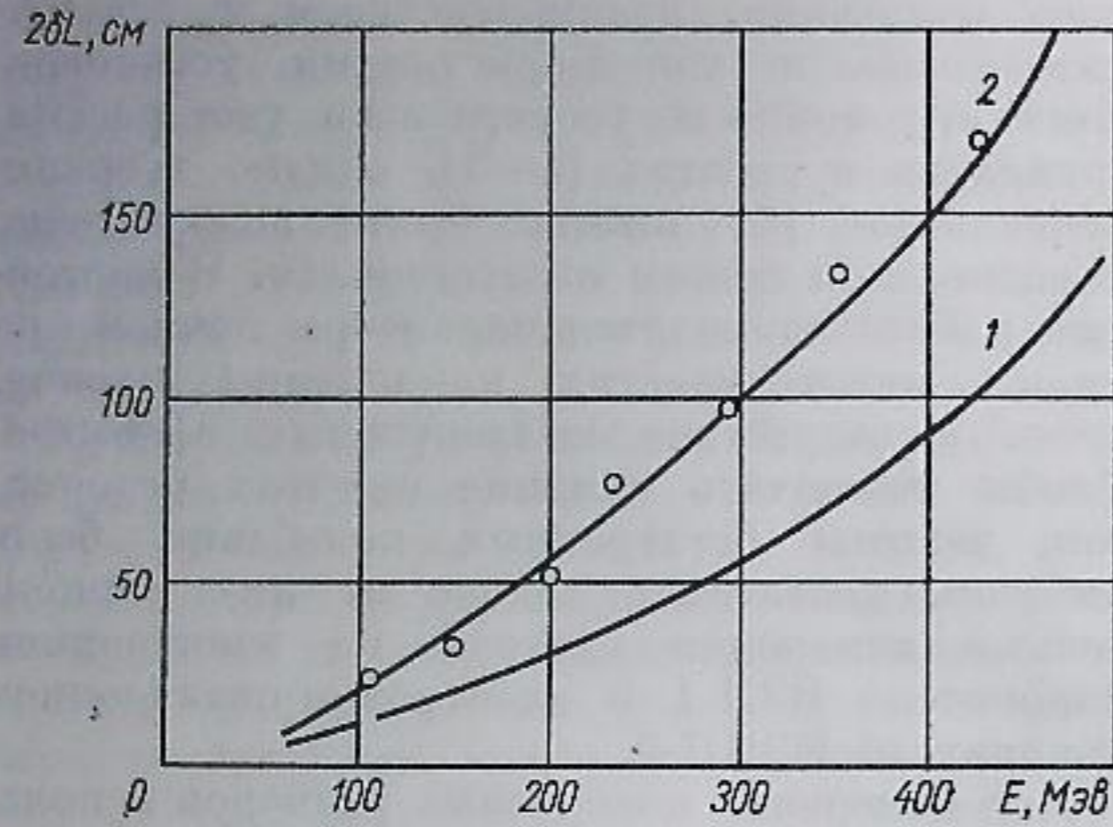
На рис. 2 приведены расчетные кривые поперечных размеров пучка в зависимости от энергии (ВЭП-1). Кривыми 1 и 2 обозначены зависимости, характеризующие соответственно аксиальный и радиальный размеры, обусловленные многократным рассеянием. Влияние квантовых флуктуаций на радиальный размер характеризуется прямой линией 3. В аксиальном размере квантовые флуктуации дают пренебрежимо малый вклад, и поэтому они не учитываются. Расчетные кривые для радиального (см. кривую 4) и аксиального размеров хорошо согласуются с результатами эксперимента. Аксиальный размер очень быстро уменьшается с ростом энергии и становится меньше предела разрешения измерительной системы, поэтому экспериментальные точки при энергии выше 75 МэВ получены из зависимости времени жизни от тока вследствие взаимного рассеяния [4]. Оценки сделаны при токе  $I = 2$  ма. При энергии  $E = 135$  МэВ (ВЭП-1) аксиальный размер определяется также при измерении светимости установки в зависимости от аксиального расстояния между пучками.

Аналогичные измерения поперечных размеров были проведены на ВЭП-2 (рис. 3). Экспериментальные точки достаточно хорошо соответствуют расчетным кривым.

Некоторые трудности при сравнении результатов расчета и измерений связаны с точным измерением вакуума. Показания измерительных приборов не соответствуют среднему вакууму вдоль орбиты. Средний вакуум оцени-



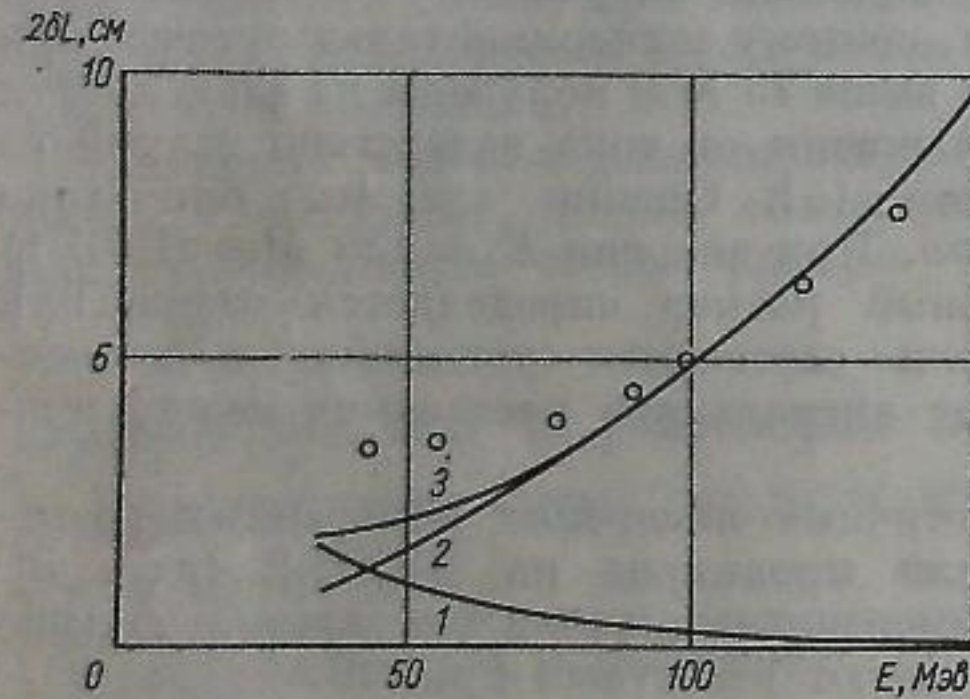
Р и с. 3. Результаты расчета и измерений поперечных размеров в зависимости от энергии при  $I_e \approx 100$  ма (ВЭП-2): 1 —  $2\delta r$ ; 2 —  $2\delta z$ .



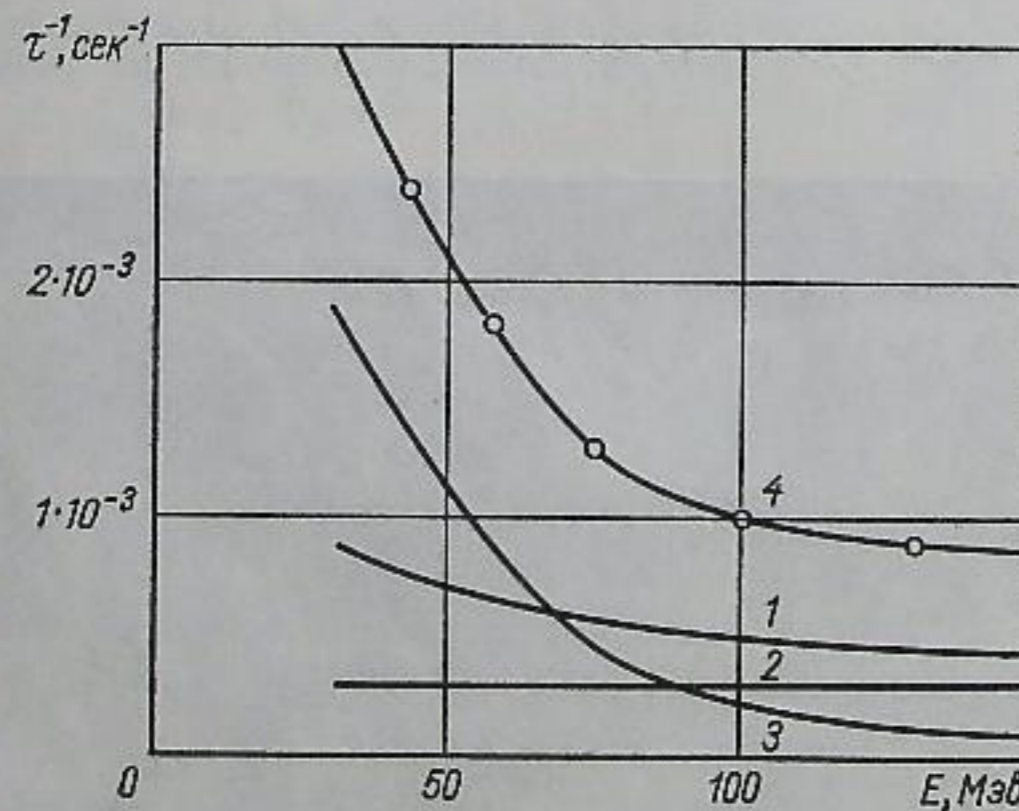
Р и с. 5. Результаты расчета и измерений фазового размера в зависимости от энергии (ВЭП-2): 1 —  $U = 10$  кВ; 2 —  $U = 3$  кВ.

валяется по времени жизни накопленного пучка. На ВЭП-1 вакуум в области взаимодействия также оценивался по интенсивности тормозного излучения электронов на остаточном газе. Энергетический разброс электронов в сгустке обусловлен квантовыми флуктуациями и рассеянием на электронах атомов остаточного газа, которое сказывается при низких энергиях. Результаты расчета и измерений приведены на рис. 4 и 5. На ВЭП-1 при малых энергиях наблюдается некоторое отклонение экспериментальных данных от расчетных. Это, вероятно, обусловлено влиянием шумов ускоряющей системы.

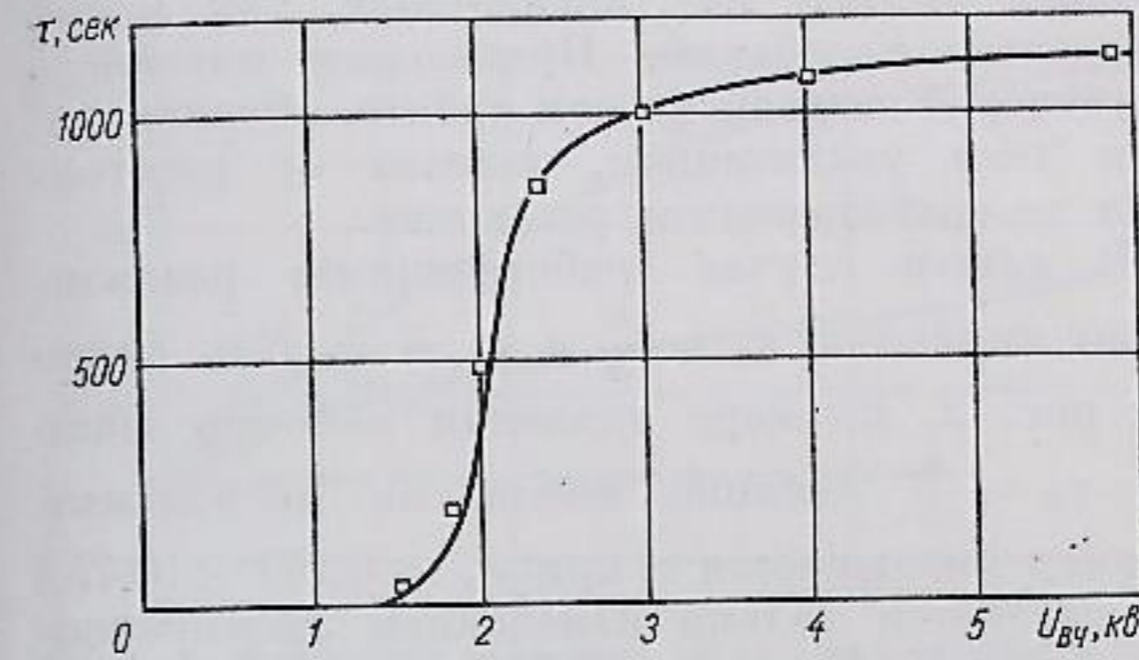
Время жизни при малых интенсивностях определяется взаимодействием с остаточным газом, если напряжение на резонаторе выбрано достаточно большим, чтобы избежать потерь вследствие раскачки радиально-фазовых колебаний квантовыми флуктуациями излучения. Основной вклад, как видно из рис. 6, дает неупругое рассеяние на электронах атомов остаточного газа (кривая 1), тормозное излучение (кривая 2) и однократное рассеяние на ядрах (кривая 3). При сравнении экспериментальных и расчетных данных (кривая 4) необходимо точно знать апертуру, напряжение на резонаторе, давление и состав остаточного газа. Точность измерения апертуры методом некогерентной раскачки составляет  $\sim 5\%$ . На-



Р и с. 4. Результаты расчета и измерений фазового размера в зависимости от энергии,  $U = 4$  кВ (ВЭП-1): 1 — влияние рассеяния на электронах атомов остаточного газа; 2 — влияние квантовых флуктуаций излучения; 3 — результирующая расчетная кривая;  $\circ$  — экспериментальные значения.



Р и с. 6. Время жизни в зависимости от энергии при малом токе,  $U = 4$  кВ;  $p = 3 \cdot 10^{-8}$  мм рт. ст.; апертура  $10 \times 14$  см<sup>2</sup> (ВЭП-1).



Р и с. 7. Результаты расчета и измерений времени жизни от ускоряющего напряжения при  $E = 155$  Мэв (ВЭП-1).

пряжение на резонаторе находилось из данных измерения частоты радиально-фазовых колебаний с точностью  $\sim 2\%$ . При расчетах средний заряд ядер остаточного газа предполагался равным 7,5. Кривые построены для такой плотности остаточного газа, чтобы

экспериментальная точка при  $E = 43$  Мэв совпала с расчетной. В результате было получено хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных во всем диапазоне энергий.

На рис. 7 показано влияние квантовых флуктуаций на время жизни при большой энергии. При напряжении на резонаторе  $U = 2$  кВ влияние квантовых флуктуаций является определяющим.

Поступила в Редакцию 26/XI 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Будкер и др. «Атомная энергия», 19, 498 (1965).
2. С. Bernardini et al. Phys. Rev. Lett. 10, 104 (1963).
3. А. А. Комар и др. «Труды ФИАН», XXII, 222 (1964).
4. В. Л. Ауслендер и др. См. настоящий выпуск, стр. 203.

Зависимость времени жизни и размеров пучка от числа частиц в накопителе

В. Л. АУСЛЕНДЕР, Г. Н. КУЛИПАНОВ, С. И. МИШНЕВ, С. Г. ПОПОВ, А. Н. СКРИНСКИЙ, Г. М. ТУМАЙКИН

УДК 621.384.612.4.01:624.60

Экспериментально исследовалась зависимость времени жизни и размеров пучка электронов и позитронов от числа частиц в пучке при разных условиях в отсутствие когерентных колебаний. Из полученных данных выделены эффекты, связанные с рассеянием частиц сгустка друг на друге. Результаты расчета хорошо согласуются с данными эксперимента. Исследовалось влияние компенсирующих ионов на параметры электронного пучка.

стка [3, 4], взаимодействие с ионами, а при больших энергиях — ухудшение вакуума вследствие гажения стенок камеры от воздействия мощного синхротронного излучения. Суммарное время жизни определяется соотношением

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{1}{\tau_{\text{Ада}}} + \frac{1}{\tau_{\text{ион}}} + \frac{1}{\tau_{\text{гаж}}}, \quad (1)$$

где  $\tau_0$  — время жизни при малом токе.

Вклад каждого из членов, входящих в выражение, зависит от энергии, вакуума, напряжения на ВЧ-резонаторе, скорости откачки и пр. Если бы размеры сгустков не зависели от тока, то три последних члена, входящие в выражение, росли бы линейно с током, однако из-за увеличения продольных и поперечных размеров  $1/\tau_{\text{Ада}}$  и  $1/\tau_{\text{ион}}$  растут значительно медленнее.

Продольный размер увеличивается из-за многократного рассеяния внутри сгустка [4]. Были рассчитаны продольные размеры сгустков в установке ВЭП-1 при энергии 43; 75 и 135 Мэв. Как видно из рис. 1, получено хорошее соотношение экспериментальных

В настоящей работе приводятся результаты изучения параметра электронных и позитронных пучков при больших интенсивностях на установках ВЭП-1 и ВЭП-2 [1, 2]. На этих установках были накоплены достаточно большие электронные токи (соответственно 0,5 и 2а) и позитронный ток  $\sim 20$  ма, при которых сказываются эффекты, обусловленные наличием большого числа частиц. Хотя основное внимание в проблеме накопления в настоящее время уделяется вопросам различных неустойчивостей, в настоящей работе они рассматриваться не будут.

При больших интенсивностях существенный вклад вносит взаимное рассеяние внутри сгу-

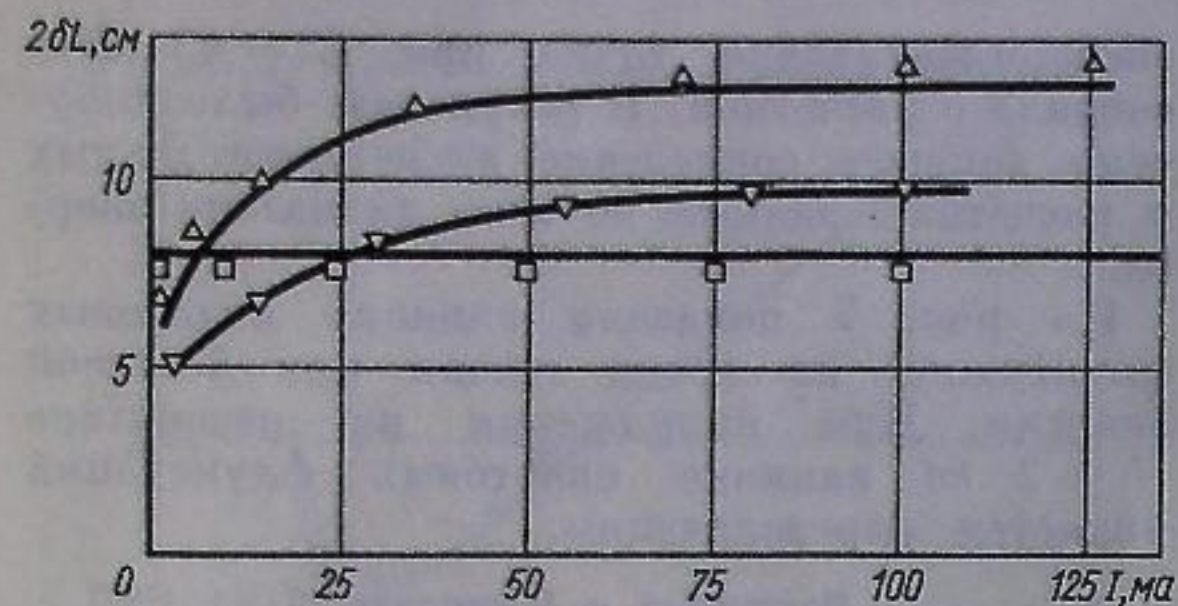


Рис. 1. Результаты расчета и измерений длины сгустков в зависимости от тока при энергии на установке ВЭП-1:

△ — 43 Мэв; ▽ — 75 Мэв; □ — 135 Мэв.

и расчетных данных. Оказалось, что при энергии  $E = 43$  Мэв продольный размер при токах выше 10 ма больше, чем при энергии 75 и 135 Мэв. При энергии выше 135 Мэв из-за малого времени затухания и большого поперечного импульса взаимное рассеяние дает пренебрежимо малый вклад, и продольный размер определяется только квантовыми флуктуациями синхротронного излучения.

При больших интенсивностях становится заметным влияние ионов, компенсирующих пространственный заряд пучка. Присутствие ионов ведет к ухудшению эффективного вакуума в области, занятой пучком, и изменению фокусирующих сил, следствием чего является увеличение поперечных размеров с ростом тока. Чтобы разделить эти два эффекта на установке ВЭП-1 при  $E = 43$  Мэв, были сняты зависимости поперечных размеров от тока при разных частотах аксиальных  $\nu_z$  и радиальных  $\nu_r$  бетатронных колебаний. Ионы увели-

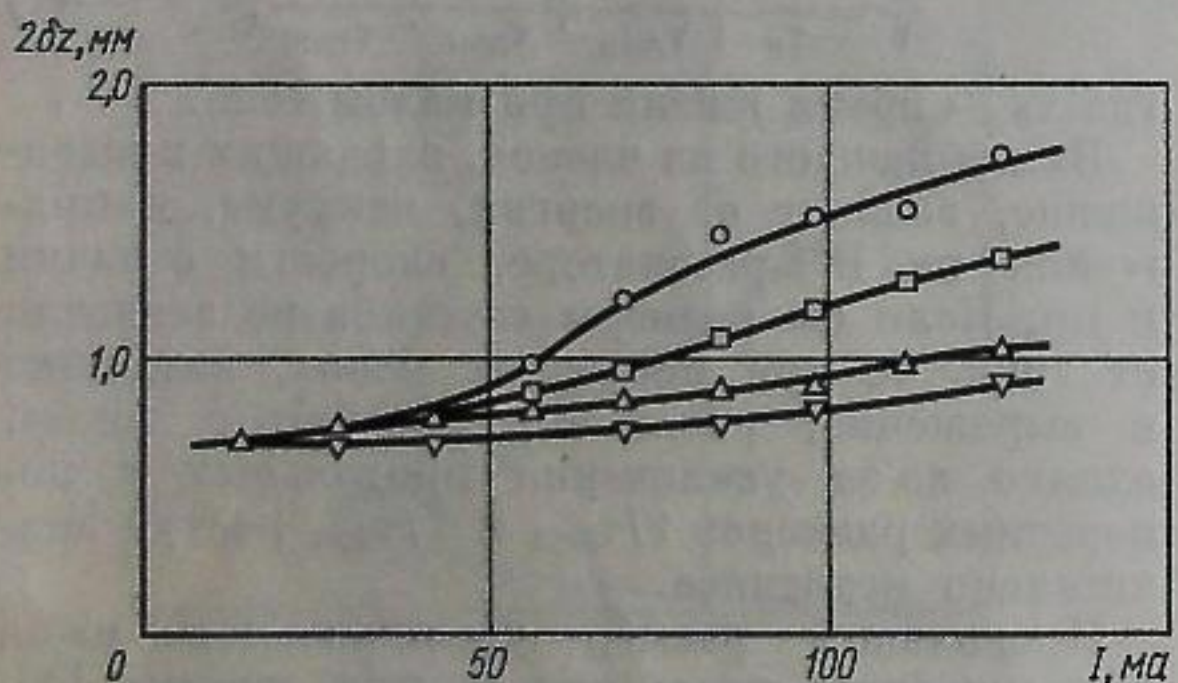


Рис. 2. Результаты измерений аксиального размера в зависимости от тока при  $E = 43$  Мэв для разных частот бетатронных колебаний (ВЭП-1):

○ —  $\nu_z = 0,792$ ; □ —  $\nu_z = 0,788$ ; △ —  $\nu_z = 0,778 \div 0,759$ ; ▽ —  $\nu_z = 0,753$ .

чивают частоты как аксиальных, так и радиальных колебаний. Предельная плотность электронов на равновесной орбите, обусловленная этим увеличением, зависит от расстояния до «работающего» резонанса.

В нашем случае «работающими» резонансами являются  $\nu_z = \frac{4}{5}$  и  $\nu_r = \frac{2}{3}$ . Как видно из рис. 2, по мере удаления рабочей точки от  $\nu_z = \frac{4}{5}$  влияние ионов на аксиальный размер уменьшается и при  $\nu_z = 0,777 \div 0,753$  определяется только изменением эффективного вакуума. При  $\nu_z = 0,753$  плотность ионов становится меньше вследствие сильного увеличения радиального размера вблизи  $\nu_r = \frac{2}{3}$ , как это видно из рис. 3. Вдали от резонанса увеличение радиального размера в большей степени обусловлено увеличением энергетического разброса и соответственно радиального бетатронного импульса вследствие взаимного рассеяния внутри сгустка.

При больших энергиях, когда естественный аксиальный размер очень мал, ионы могут в несколько раз увеличивать его даже в рабочей области по  $\nu$ . На рис. 4 представлены результаты измерения аксиального размера (ВЭП-1) при  $E = 90$  Мэв в зависимости от тока при отсосе ионов с половины окружности и без него. Расчетный размер, равный при малом токе 0,1 мм, увеличивается до 0,4 мм при токе 150 ма, если ионы не удалены из пучка. Разрешение измерительной системы

составляет 0,15 мм, если ионы не удалены из пучка. Разрешение измерительной системы составляет 0,15 мм. Интересно сравнить поведение аксиального размера для электронного и позитронного пучков на накопителе ВЭП-2 (рис. 5). Так как в позитронном пучке не накапливаются ионы или электроны, то вертикальный размер позитронного пучка не зависит от тока. Оценка влияния ионов на размер хорошо согласуется с результатами измерений, если предположить, что все ионы молекулярные, распределение их по поперечному сечению гауссовское, а компенсация полная. Методика измерения поперечных и продольных размеров изложена в работе [5].

Увеличение поперечных и продольных размеров при больших интенсивностях уменьшает влияние ада-эффекта и ионов на время жизни накопленных пучков.

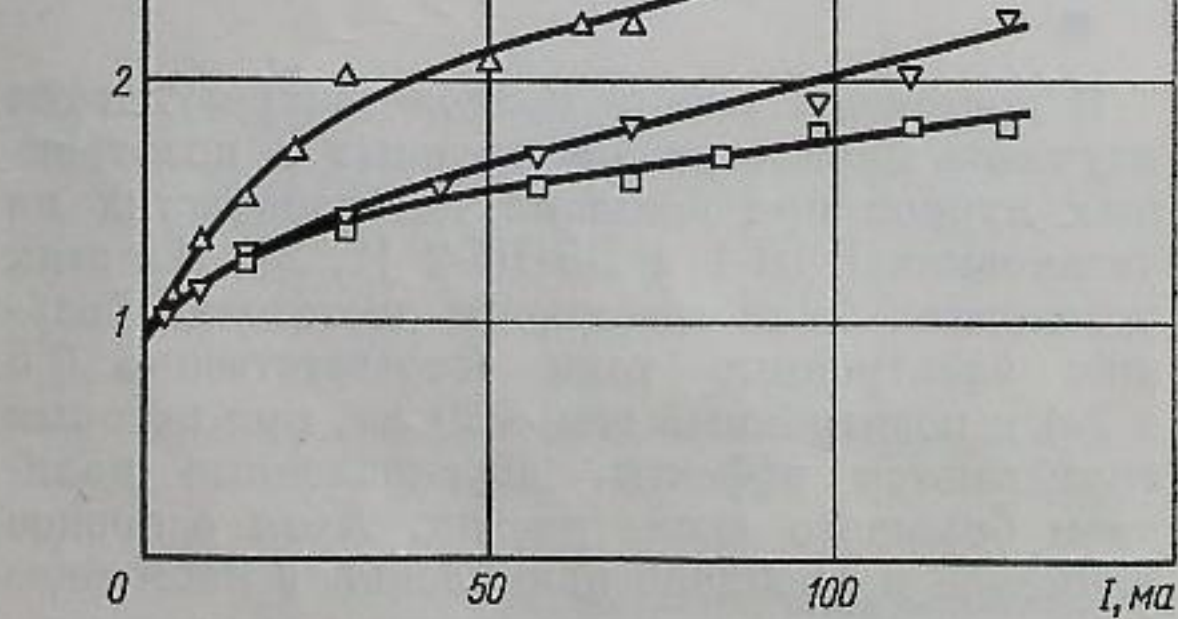


Рис. 3. Результаты измерений радиального размера в зависимости от тока при  $E = 43$  Мэв для разных частот бетатронных колебаний (ВЭП-1):

△ —  $\nu_r = 0,658$ ,  $\nu_z = 0,753$ ; ▽ —  $\nu_r = 0,652$ ,  $\nu_z = 0,759$ ; □ —  $\nu_r = 0,629 \div 0,610$ ,  $\nu_z = 0,778 \div 0,792$ .

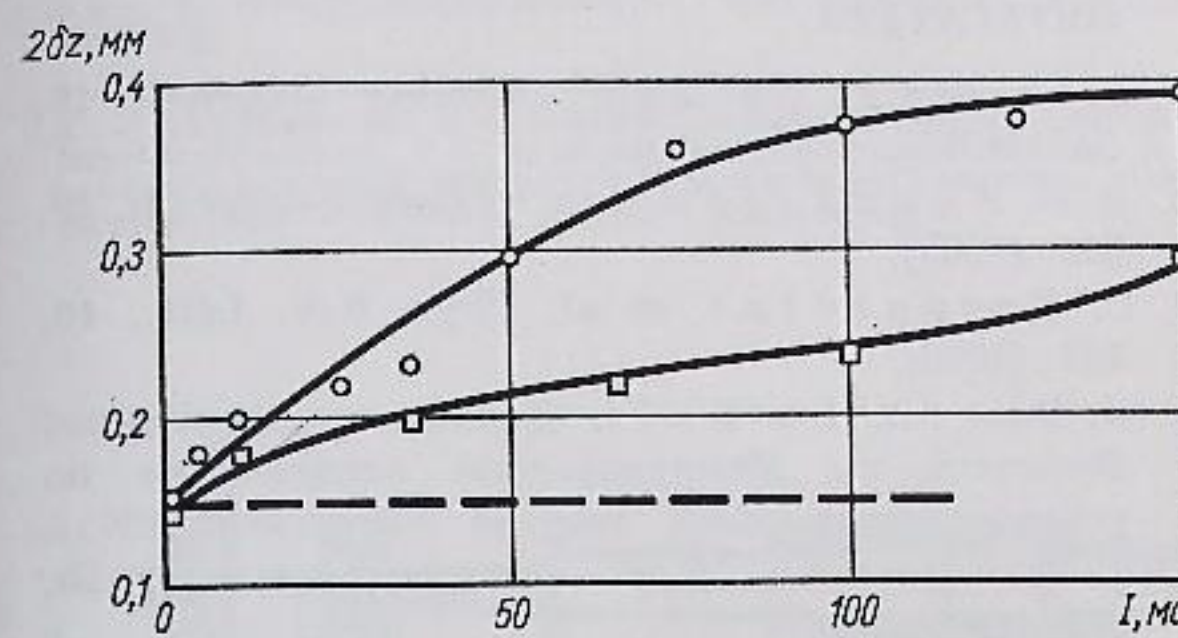


Рис. 4. Результаты измерений аксиального размера в зависимости от тока при  $E = 90$  Мэв (разрешение измерительной системы 0,15 мм,  $p = 3 \cdot 10^{-8}$  мм рт. ст.):

○ — без отсоса ионов; □ — с отсосом ионов.

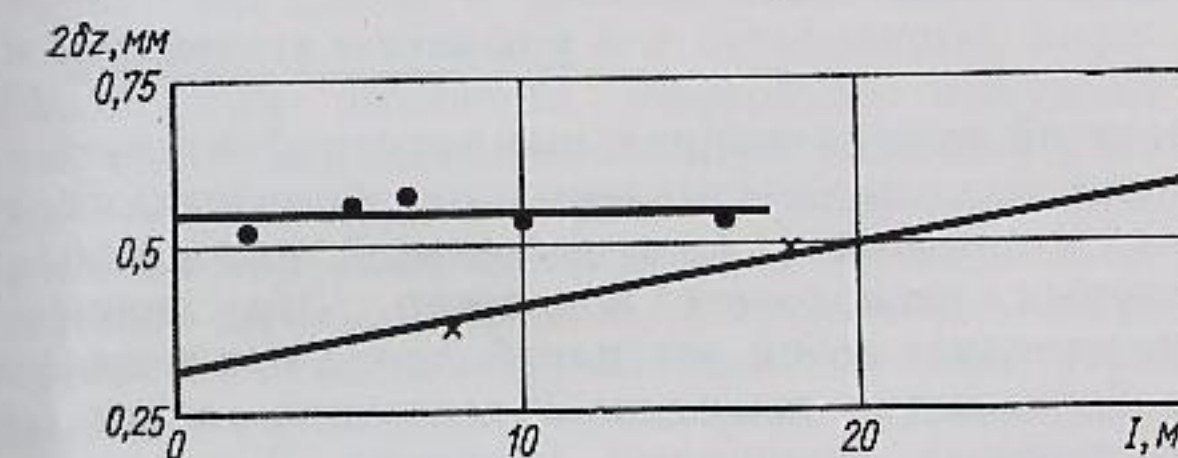


Рис. 5. Результаты измерений аксиального размера электронного ( $e^-$ ) и позитронного ( $e^+$ ) пучков в зависимости от тока (ВЭП-2):

× —  $e^-$ ,  $E = 150$  Мэв; ● —  $e^+$ ,  $E = 105$  Мэв.

составляет 0,15 мм, если ионы не удалены из пучка. Разрешение измерительной системы составляет 0,15 мм.

Интересно сравнить поведение аксиального размера для электронного и позитронного пучков на накопителе ВЭП-2 (рис. 5). Так как в позитронном пучке не накапливаются ионы или электроны, то вертикальный размер позитронного пучка не зависит от тока.

Оценка влияния ионов на размер хорошо согласуется с результатами измерений, если предположить, что все ионы молекулярные, распределение их по поперечному сечению гауссовское, а компенсация полная. Методика измерения поперечных и продольных размеров изложена в работе [5].

Увеличение поперечных и продольных размеров при больших интенсивностях уменьшает влияние ада-эффекта и ионов на время жизни накопленных пучков.

На рис. 6 приведены результаты измерения  $1/\tau$  при  $E = 90$  Мэв, для которой наиболее заметно влияние взаимного рассеяния. Начиная с токов в несколько миллиампер зависимость отклоняется от линейной из-за увели-

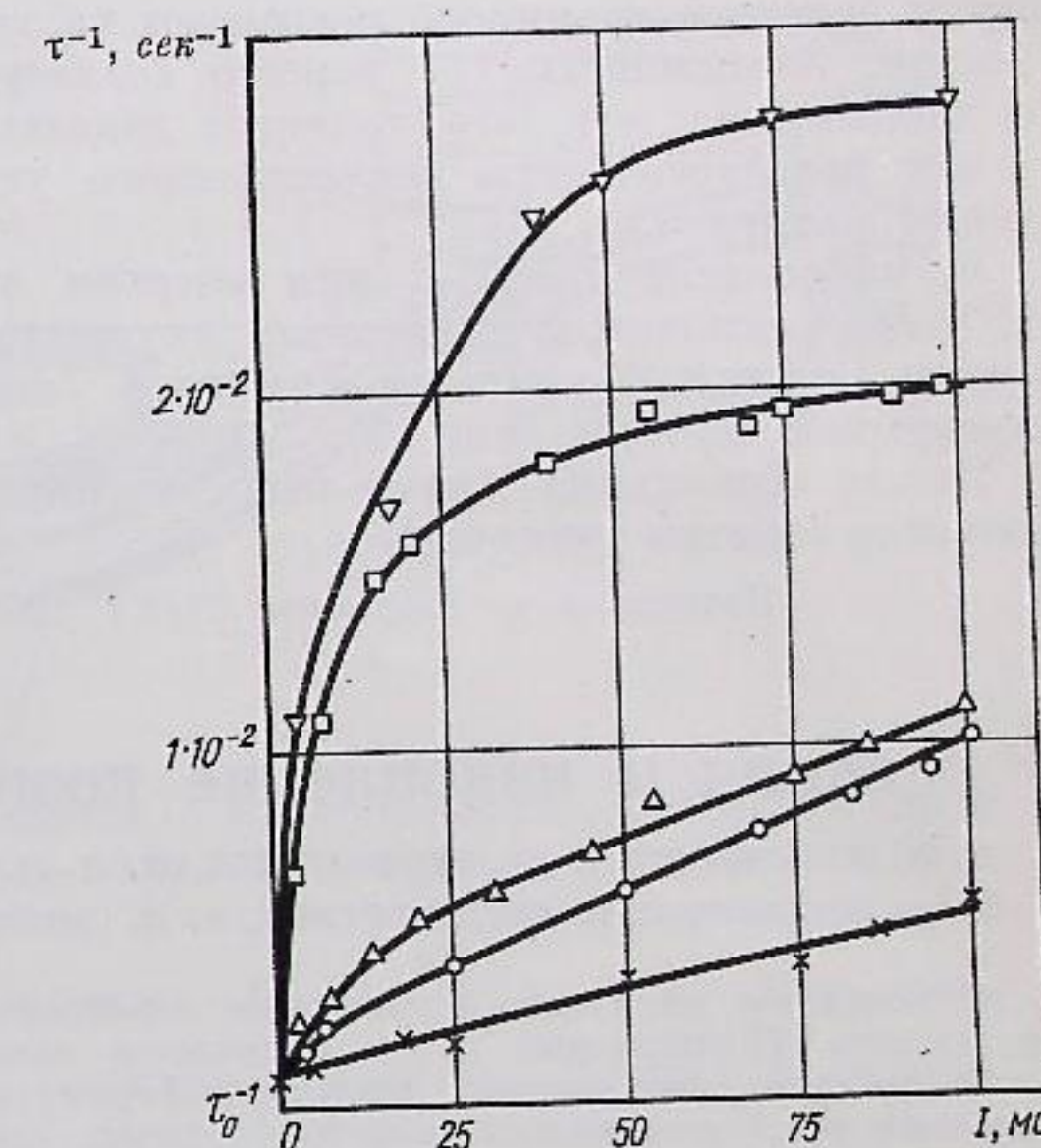


Рис. 6. Результаты измерения  $1/\tau$  при энергии 90 Мэв;  $p = 3 \cdot 10^{-8}$  мм рт. ст.; напряжение на резонаторе  $U = 5 \cdot 10^3$  в (ВЭП-1):

▽ — размеры естественные, отсос ионов с половины окружности; □ — размеры естественные, без отсоса ионов; △ — радиальный размер увеличен ( $2\delta r = 1,3$  мм); ○ — аксиальный размер увеличен ( $2\delta z = 0,75$  мм); × — аксиальный и радиальный размеры увеличены ( $2\delta r = 1,3$  мм;  $2\delta z = 0,75$  мм).

чения размеров сгустков. Включение отсоса ионов с половины окружности накопителя уменьшает аксиальный размер, в результате чего усиливается влияние ада-эффекта. На этом же рисунке видно, как путем искусственного увеличения радиального и вертикального размеров [5] можно свести к мини-

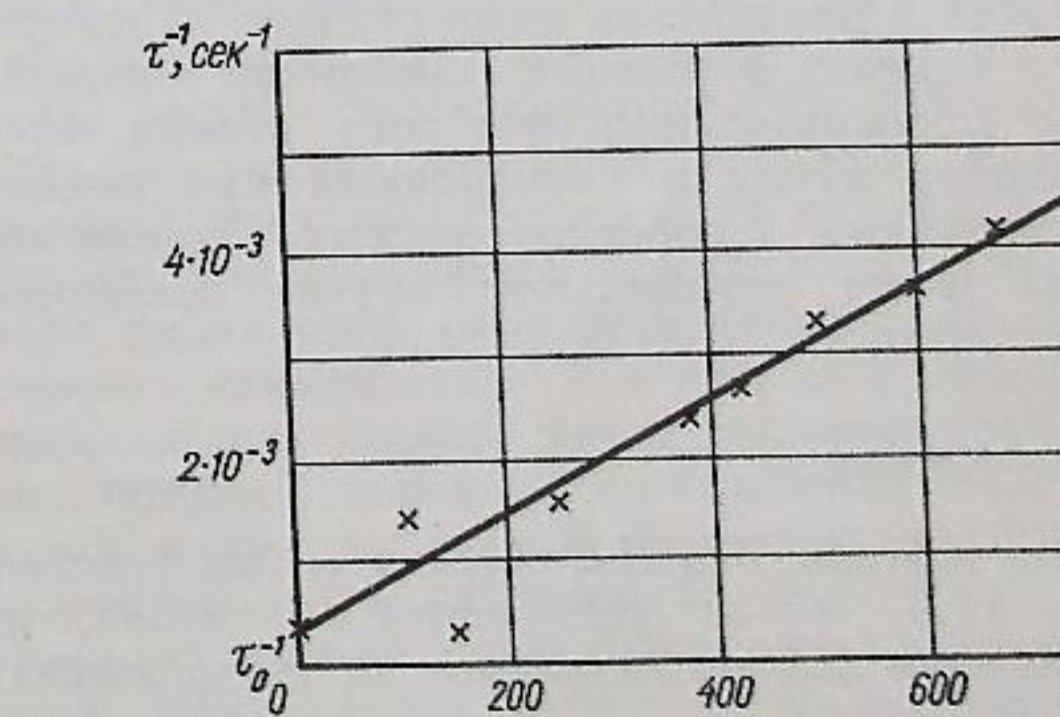


Рис. 7. Результаты измерений времени жизни электронов в зависимости от тока при  $E = 150$  Мэв; напряжение на резонаторе  $U = 3 \cdot 10^3$  в (ВЭП-2):

муму действие взаимного рассеяния на время жизни. Зависимость  $1/\tau$  хорошо согласуется с данными расчета, что является доказательством неогерентности искусственного увеличения размеров.

В накопителе ВЭПП-2 при энергии выше 150 Мэв основным процессом, ухудшающим время жизни, является гажение стенок вакуумной камеры (рис. 7).

После нескольких ампер-часов тренировки гажение заметно уменьшается.

Поступила в Редакцию 26/XI 1966 г.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Будкер и др. «Атомная энергия», 19, 498 (1965).
2. В. Л. Ауслендер и др. «Атомная энергия», 19, 502 (1965).
3. C. Bernardini et al. Phys. Rev. Lett., 10, 407 (1963).
4. H. Bruck, Le Duff. Доклад, представленный Францией на Международной конференции по ускорителям высоких энергий (Фраскати, 1965).
5. Э. И. Зинин и др. «Атомная энергия», 20, 220 (1966).

## Инжекция и накопление позитронов

В. Л. АУСЛЕНДЕР, Т. А. ВСЕВОЛОЖСКАЯ, Л. Л. ДАНИЛОВ, С. И. МИШНЕВ,  
А. А. НАУМОВ, Г. И. СИЛЬВЕСТРОВ, А. Н. СКРИНСКИЙ

УДК 621.384.612:529.124.6

Описывается получение и инжекция позитронов в накопитель. Позитронный пучок получается конверсией электронов во внешней мишени и формируется при помощи специальных короткофокусных линз. Впуск частиц в накопитель осуществляется ниже средней плоскости, захват однооборотный. Проводится анализ условий, обеспечивающих максимальный коэффициент захвата, равный  $1 \cdot 10^{-4}$  при вертикальной апертуре магнита  $A_z = \pm 37$  мм и горизонтальной  $\Delta R = \pm 30$  мм. Описывается методика и результаты настройки системы получения и инжекции позитронов. Изучаются оптимальные условия захвата и накопления.

На установке ВЭПП-2 используется внешняя инжекция позитронов. Электронный пучок, выпущенный из ускорителя-инжектора, формируется электронно-оптическими системами и конвертируется в позитроны в толстой мишени вне накопителя. Затем сформированный позитронный пучок высокой энергии впускается в накопитель ниже средней плоскости. Этот вариант инжекции основан на оптимальном преобразовании фазового объема электронного пучка в позитронный при помощи специальных короткофокусных магнитных линз и на оптимальном впуске последнего в накопитель.

## Инжекция

Накопитель ВЭПП-2 находится на расстоянии 11,6 м от ускорителя-инжектора, их медианные плоскости разнесены по вертикали на 0,68 м.

На расстоянии 3,3 м от накопителя расположен так называемый блок конвертера, со-

стоящий из двух специальных короткофокусных магнитных линз (называемых параболическими или X-линзами [1]), в фокальной плоскости которых расположен конвертер. Эта линза представляет собой два параболоида вращения из бериллия с переменной толщиной стенок, соединенных вершинами (шейкой). Ток, направленный вдоль оси параболоидов, создает в пространстве между ними магнитное поле, обеспечивающее аксиально симметричную фокусировку пучка, падающего параллельно оси и проходящего сквозь тонкие стенки линзы.

Первая X-линза фокусирует на конвертер электронный пучок в пятно малого размера, вторая собирает образовавшиеся позитроны в большом телесном угле, образуя параллельный пучок частиц.

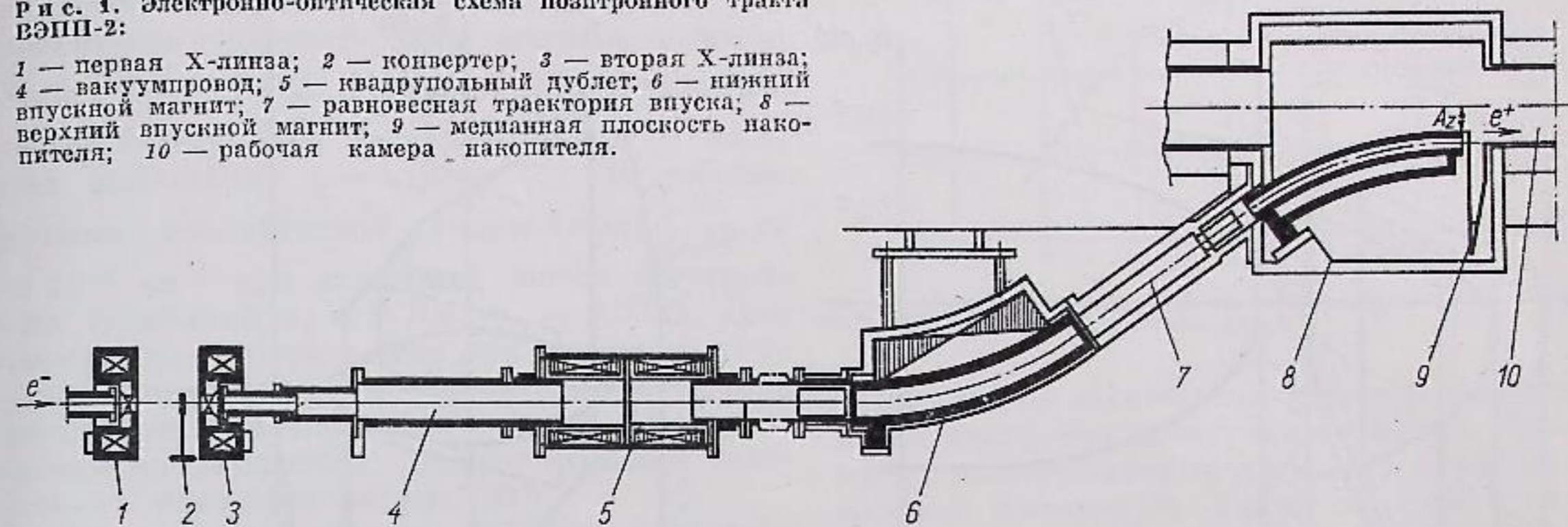
Параметры работающих на комплексе X-линз следующие: толщина стенок у места токопровода 0,12 мм и у шейки 0,20 мм; апертура 20 мм; диаметр шейки 5 мм; ток 120 кА; фокусное расстояние для линзы, фокусирующей электроны с энергией 250 Мэв,  $F_{X-I} = 17,5$  см и для линзы, собирающей позитроны с энергией 110 Мэв,  $F_{X-II} = 7$  см.

Два впускных магнита, предназначенные для параллельного переноса пучка на высоту 0,62 м, вводят позитронный пучок в магнитное поле накопителя в начале квадранта на равновесном радиусе ниже медианной плоскости. При этом верхний магнит своей внешней стенкой («нож») ограничивает снизу вертикальную апертуру накопителя ( $A_z = -37$  мм).

Инфлектор, расположенный во втором от впуска квадранте, уменьшает амплитуду вертикальных бетатронных колебаний впускае-

Рис. 1. Электронно-оптическая схема позитронного тракта ВЭПП-2:

1 — первая X-линза; 2 — конвертер; 3 — вторая X-линза; 4 — вакуумпровод; 5 — квадрупольный дублет; 6 — нижний впускной магнит; 7 — равновесная траектория впуска; 8 — верхний впускной магнит; 9 — медианная плоскость накопителя; 10 — рабочая камера накопителя.



мого пучка. При этом ранее накопленный пучок находится в полном поле инфлектора и амплитуда раскачки его бетатронных колебаний при инжекции очередного импульса частиц ограничивает возможную величину удара. Аксиальный акцептанс накопителя при рабочем значении амплитуды раскачки накопленного пучка, равном 0,67 аксиальной апертуры  $A_z$ , составляет 35 мрад·см при угле наклона впускаемого пучка (как целого) относительно медианной плоскости, равном  $2 \cdot 10^{-3}$  рад.

Радиальная апертура камеры накопителя ( $A_z = \pm 30$  мм) позволяет эффективно захватывать частицы с энергиями в интервале  $\frac{\Delta E}{E} = \pm 0,4\%$  внутри фазового объема  $20 \times 4$  мрад·см.

## Конверсия

Преобразование электронов в позитроны на мишени можно характеризовать коэффициентом конверсии в полный телесный угол в заданном энергетическом интервале, а также угловым распределением позитронов. При высоких энергиях коэффициент конверсии зависит только от отношения позитронной и электронной энергий и толщины конвертера.

Для обеспечения максимальной скорости накопления энергия позитронов выбиралась такой, чтобы сохранялось оптимальное соотношение между коэффициентом конверсии и временем радиационного затухания колебаний частиц в накопителе. Оптимальная толщина конвертера выбиралась по максимальной конверсии в угол, определяемый сборанием оптической системы.

В нашем случае толщина материала конвертера выбрана равной одной радиационной еди-

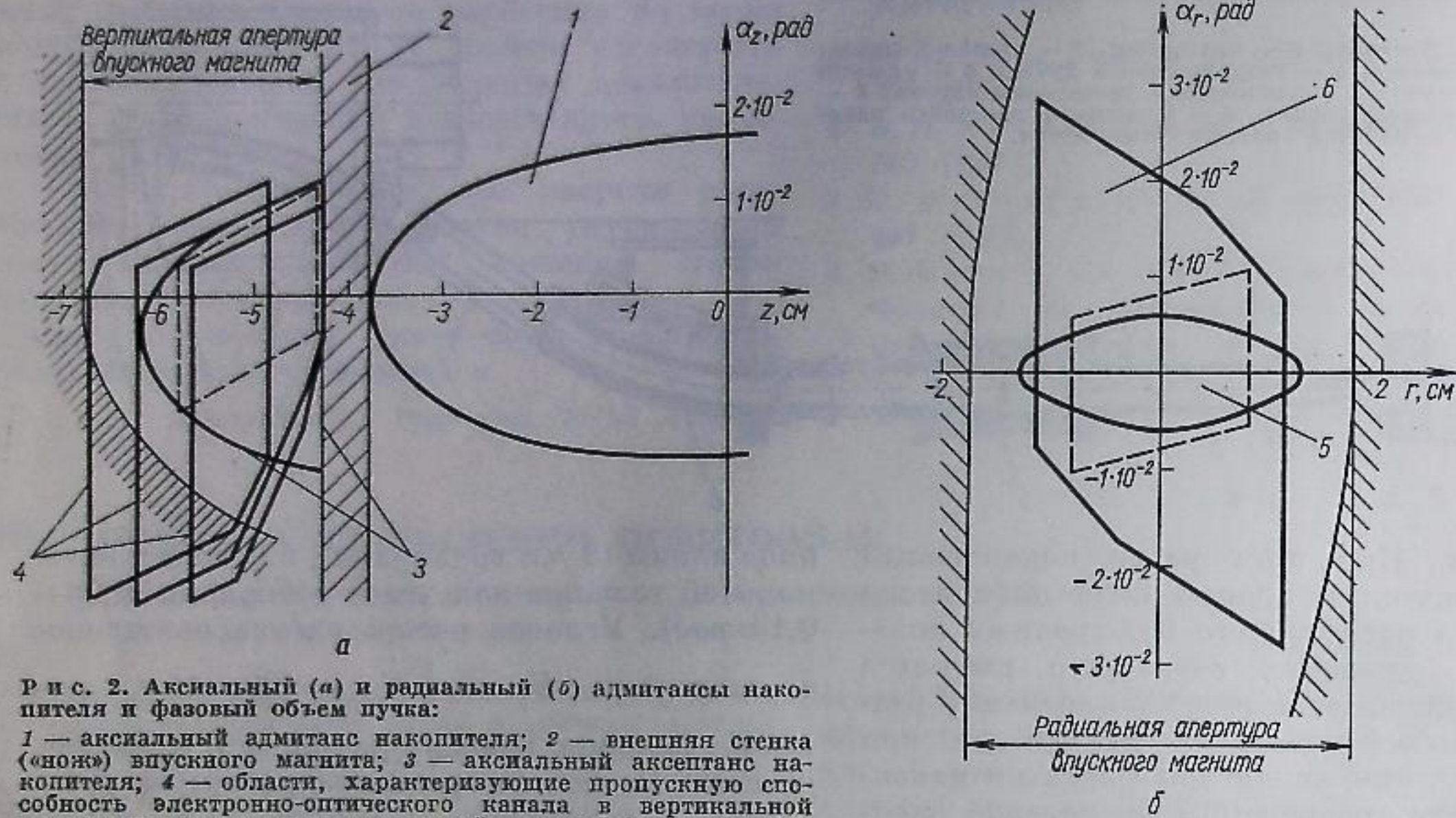
нице длины (3 мм вольфрама), близкой к оптимальной толщине для углов собирания (0,08—0,13 рад). Угловое распределение позитронов с энергиями  $E_{e^+} = \frac{1}{2} E_{e^-} = 100$  Мэв при такой толщине конвертера близко к распределению Гаусса со среднеквадратичным углом  $\sqrt{\theta^2} = 0,09$  рад. Очевидно, что пучок с такой угловой расходимостью не может быть эффективно захвачен в накопитель без специального формирования.

Оптимальное формирование позитронного пучка включает в себя, во-первых, получение минимального прироста фазового объема электронного пучка при конверсии в позитронный и, во-вторых, преобразование фазового объема позитронов к форме, наиболее соответствующей акцептансу накопителя.

Фокусировка электронов на блок конвертера (см. позиции 1—3 на рис. 1) осуществляется квадрупольным дублетом так, чтобы размер пучка на первой X-линзе позволял смещать его с шейки во избежание потерь электронов.

Схема, передающая позитронный пучок со второй X-линзы на вход накопителя (см. рис. 1), состоит из квадрупольного дублета и пары поворотных впускных магнитов. Магниты имеют показатель спада поля  $n = 1$  и не оказывают фокусирующего действия на пучок в своей радиальной плоскости (вертикальной плоскости накопителя). Фокусировка здесь осуществляется только квадрупольным дублетом, который передает изображение позитронного пучка со второй X-линзы на вход в накопитель с увеличением  $U_z \approx 1$ .

В горизонтальной плоскости накопителя совместная фокусировка дублета и магнитов позволяет иметь на входе в накопитель изображение пучка со второй X-линзы также



Р и с. 2. Аксиальный (а) и радиальный (б) адмитансы накопителя и фазовый объем пучка:  
 1 — аксиальный адмитанс накопителя; 2 — внешняя стенка («ножа») впускного магнита; 3 — аксиальный акцептанс накопителя; 4 — области, характеризующие пропускную способность электронно-оптического канала в вертикальной плоскости для частиц с равновесной энергией  $E_0$  и энергией, отличной от равновесной на  $\pm 0,8\%$  (пунктирная линия обозначает среднеквадратичные параметры пучка при  $E = E_0$ ); 5 — радиальный адмитанс накопителя; 6 — область, характеризующая пропускную способность электронно-оптического канала в радиальной плоскости (пунктирная линия обозначает среднеквадратичные параметры пучка).

с увеличением  $U_z \approx 1$ , таким образом астигматизм квадруольного дублета оказывается скомпенсированным. Для лучшего соответствия фазового объема пучка акцептансу накопителя горизонтальный коэффициент увеличения выбран равным 1,3.

На рис. 2 приведены фазовые объемы позитронного пучка на входе в накопитель в горизонтальной (б) и вертикальной (а) плоскостях, для равновесной энергии и энергии, отличной от нее на  $\pm 0,8\%$ . Линии, ограничивающие фазовые объемы, являются проекциями апертур второй X-линзы, квадруольного дублета и верхнего впускного магнита.

**Настройка оптической системы и блока конвертера**

Настройка оптической системы позитронного канала проводилась узким электронным пучком, который вырезался свинцовой диафрагмой с отверстием диаметром 1 мм, помещенной в месте конвертера. Пучок из ускорителя направлялся на диафрагму без фокусировки и размер его составлял  $\sim 20 \times 30$  мм, что позволяло иметь практически постоянную интенсивность вырезаемого пучка при движе-

нии диафрагмы на  $\pm 1$  см в любом направлении. Изображение пучка фотографировалось на входе в накопитель. Критерием правильной настройки оптической схемы служила независимость координаты изображения зондирующего пучка от угла отклонения его катушкой, расположенной непосредственно за диафрагмой, так как на входе в накопитель должен находиться фокус оптической системы. Увеличение системы измерялось сопоставлением смещения зондирующего пучка (смещение диафрагмы) и его изображения на входе в накопитель (смещение на фотопленке). При этом не было обнаружено существенных искажений формы пучка за счет аберраций.

Этот же метод применялся для изучения акцептанса накопителя путем измерения эффективности захвата в зависимости от смещения зондирующего пучка и угла отклонения его катушкой. При этом радиальная область захвата соответствует апертуре  $A_r = \pm 3$  см, что хорошо согласуется с измерениями, проведенными путем смещения накопленного пучка по камере накопителя.

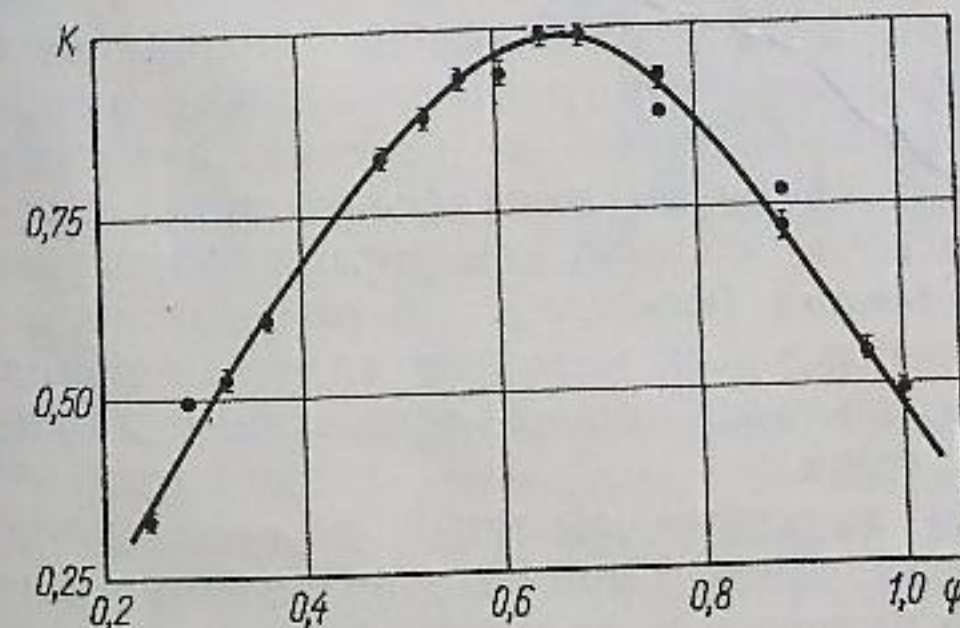
Для эффективного использования радиальной апертуры (захвата широкого энергетического интервала позитронов) оказалось необ-

ходимым скорректировать квадратичную нелинейность основного поля магнита накопителя ( $\frac{dv}{dR} = 0,015 \text{ см}^{-1}$ ) и выбрать значения частот бетатронных колебаний вдали от опасных нелинейных резонансов [2]. В рабочем режиме квадратичная нелинейность  $\frac{dv}{dR} \approx 10^{-4} \text{ см}^{-1}$  при значениях частот бетатронных колебаний  $\nu_r = 0,704$ ,  $\nu_z = 0,8328$ . Для уменьшения потерь частиц при инжекции из-за радиально-фазовых колебаний момент впуска частиц синхронизировался с фазой ВЧ-напряжения на резонаторе. Соответствующая зависимость приведена на рис. 3.

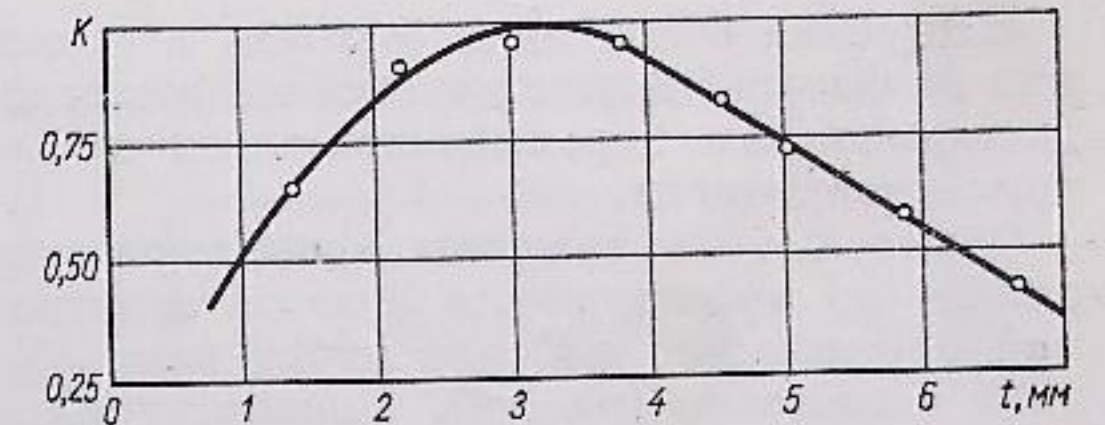
Вертикальная область захвата оказалась в хорошем согласии с расчетной при апертуре  $A_z = \pm 37$  мм и расщепке  $\beta = 0,67 A_z$ . Эффективная толщина «ножа» в нашем случае составляет  $\sim 5$  мм. Измерялась она по минимальному удару инфлектора, с которого начинается захват позитронов в накопитель. Внешние поля магнита в нашем случае составляют в среднем  $\sim 0,2\%$  от поля накопителя на длине 10 см и практически не влияют на процесс накопления.

Блок конвертера настраивался при помощи ленточного вольфрамового конвертера шириной 1 мм, способного перемещаться во всех трех измерениях.

В условиях, когда вторая X-линза выключена, число позитронов, захваченных в накопитель, пропорционально числу электронов, попавших на ленточный конвертер. Таким образом, измеряя захват в накопитель в зависимости от перемещения конвертера поперек пучка в месте предполагаемого фокуса, мы снимаем кривую поперечного распределения плотности электронного пучка. Затем конвертер ставится в точку, соответствующую макси-



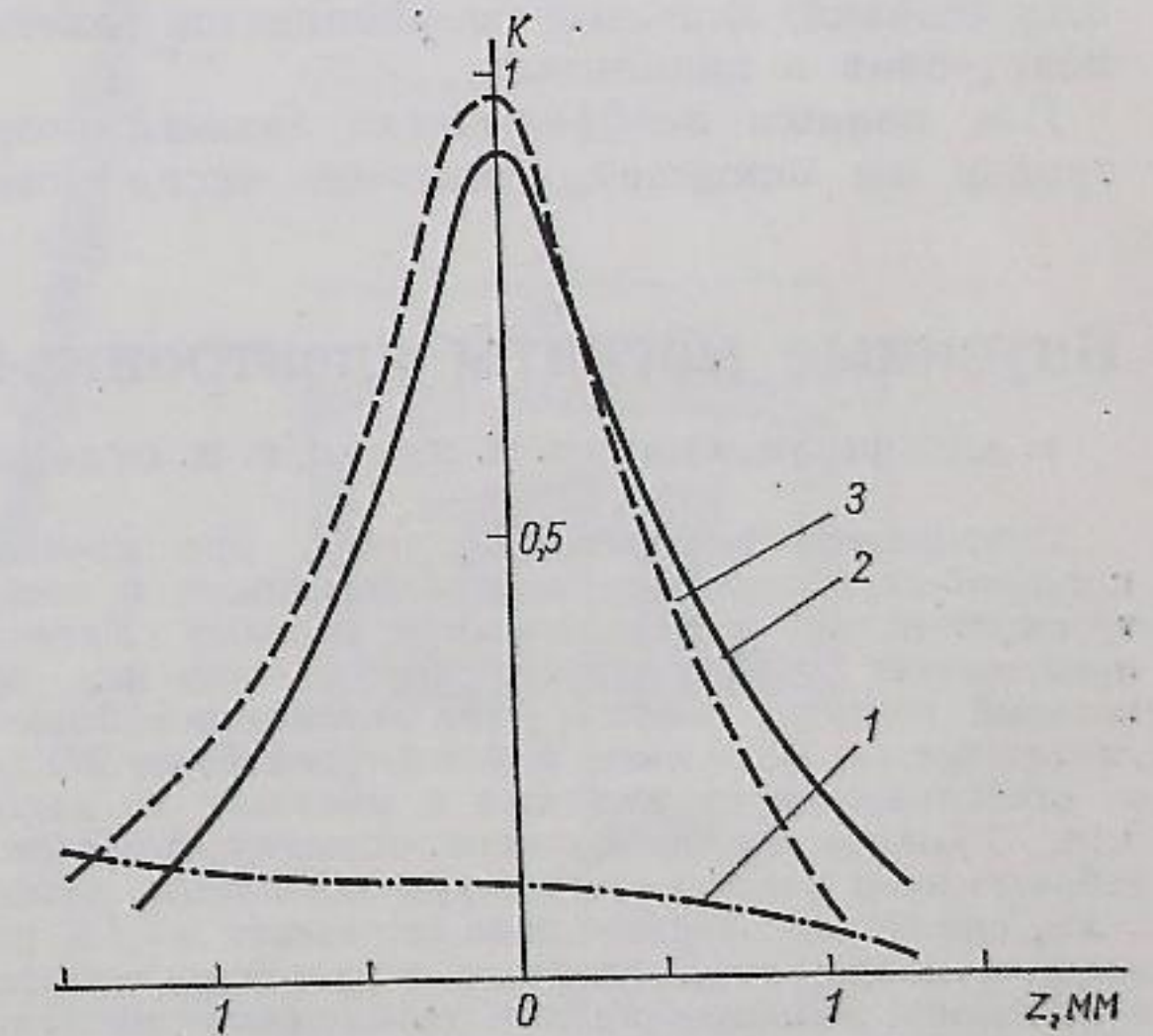
Р и с. 3. Зависимость эффективности захвата позитронов при синхронизации фазы ВЧ-напряжения на резонаторе с моментом впуска частиц.



Р и с. 4. Зависимость коэффициента захвата позитронов от толщины конвертера.

муму кривой, и снимается распределение плотности вдоль оси электронного пучка. Фокусу пучка соответствует точка на его оси с максимальной плотностью. Таким образом, положение фокуса оказывается полностью определенным, так же как и размер пучка в фокусе, который для  $F_{X-1} = 17,5$  см составляет  $\sqrt{r^2} = \pm 0,5$  мм.

При включенной второй X-линзе ее фокус определялся как точка, соответствующая максимальной эффективности собирания позитронов. Кривые зависимости захвата позитронов в накопитель от перемещений конвертера корректировались на распределение плотности электронного пучка по поправочным кривым, снятым при выключенных X-линзах, и в окончательном виде служили для определения положения фокуса второй линзы и его ширины.



Р и с. 5. Эффективность захвата позитронов в зависимости от расстояния от центра конвертера z:

1 — захват позитронов при выключенных обеих X-линзах; 2 — захват позитронов при включенной второй X-линзе; 3 — кривая эффективности захвата позитронов, исправленная по кривой 1.



Настройка обеих линз состояла в совмещении их фокусов друг с другом, что достигалось дистанционным перемещением линз по всем трем координатам.

Оптимальность толщины конвертера проверялась по эффективности захвата позитронов при перемещении поперек пучка клинообразного конвертера (рис. 4). Кривые, приведенные на рис. 5, характеризуют захват позитронов с различных точек конвертера, помещенного в месте общего фокуса двух X-линз.

В окончательном режиме эффективные (среднеквадратичные) параметры позитронного пучка на входе в накопитель составляют:

$$\bar{r} = \pm 9 \text{ мм}; \quad \bar{\alpha}_r = \pm 8 \cdot 10^{-3} \text{ рад}; \quad \bar{z} = \pm 7 \text{ мм}; \\ \bar{\alpha}_z = \pm 1 \cdot 10^{-2} \text{ рад}.$$

### Результаты

Окончательная подстройка элементов позитронной схемы проводилась по максимальному захвату в накопитель. Критерием правильности настройки служило совпадение с расчетной зависимости захвата от параметров элементов оптической схемы, а также от поля накопителя, амплитуды напряжения на резонаторе и синхронизации его фазы с моментом инжекции. Было получено хорошее согласие экспериментального и расчетного (для реальных условий) значений коэффициентов захвата позитронов в накопитель.

Под полным коэффициентом захвата позитронов мы понимаем отношение числа позитронов, захваченных в накопитель, к числу электронов, выпущенных из инжектора, которое может быть выражено соотношением

$$K = K_0 K_\beta K_s,$$

где  $K_0$  — коэффициент конверсии в заданный энергетический интервал в полный телесный угол;  $K_\beta$  — коэффициент захвата в бетатронный режим;  $K_s$  — коэффициент захвата позитронов в синхротронный режим при синхронизации момента инжекции с фазой ВЧ-резонатора.

В нашем случае  $K_0 = (7 \div 7,5) \cdot 10^{-2} \frac{\Delta E}{E}$  при напряжении на резонаторе  $5 \text{ кв} \frac{\Delta E}{E} = \pm 0,4 \cdot 10^{-2}$ ;  $K_\beta \approx 0,2$ ;  $K_s = 0,87$ . Таким образом, полный коэффициент конверсии  $K \approx 1 \cdot 10^{-4}$ .

При выпущенном из ускорителя-инжектора электронном токе  $\sim 300 \text{ ма}$  получена скорость накопления  $\sim 700 \text{ мка/мин}$ . Предельный накопленный ток позитронов равен  $\sim 20 \text{ ма}$ .

Поступила в Редакцию 26/XI 1966 г.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Будкер и др. В кн. «Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963)». М., Атомиздат, 1964.
2. В. Л. Ауслендер и др. См. настоящий выпуск, стр. 179.

## Впускные магниты электронно-позитронного накопителя ВЭПП-2

Т. А. ВСЕВОЛОЖСКАЯ, В. Н. ПАКИН, Г. И. СИЛЬВЕСТРОВ

УДК 621.384.612.4:621.318.371

Описывается безжелезный магнит, при помощи которого осуществляется ввод позитронного и электронного пучков в накопительную дорожку. Магнит представляет собой изогнутый плоский коаксиал, на который подается импульс тока специальной формы длительностью  $\sim 100 \text{ мксек}$  и амплитудой более  $200 \text{ ка}$  со стабильностью от импульса к импульсу не хуже  $0,1\%$ . Толщина наружной стенки, отделяющей область рабочего поля магнита от апертуры накопителя, равна  $2 \text{ мм}$ , амплитуда внешнего поля составляет  $\sim 0,1\%$  от поля в апертуре. Приводятся результаты расчета и измерений внешнего поля и данные экспериментов по его влиянию на процесс накопления.

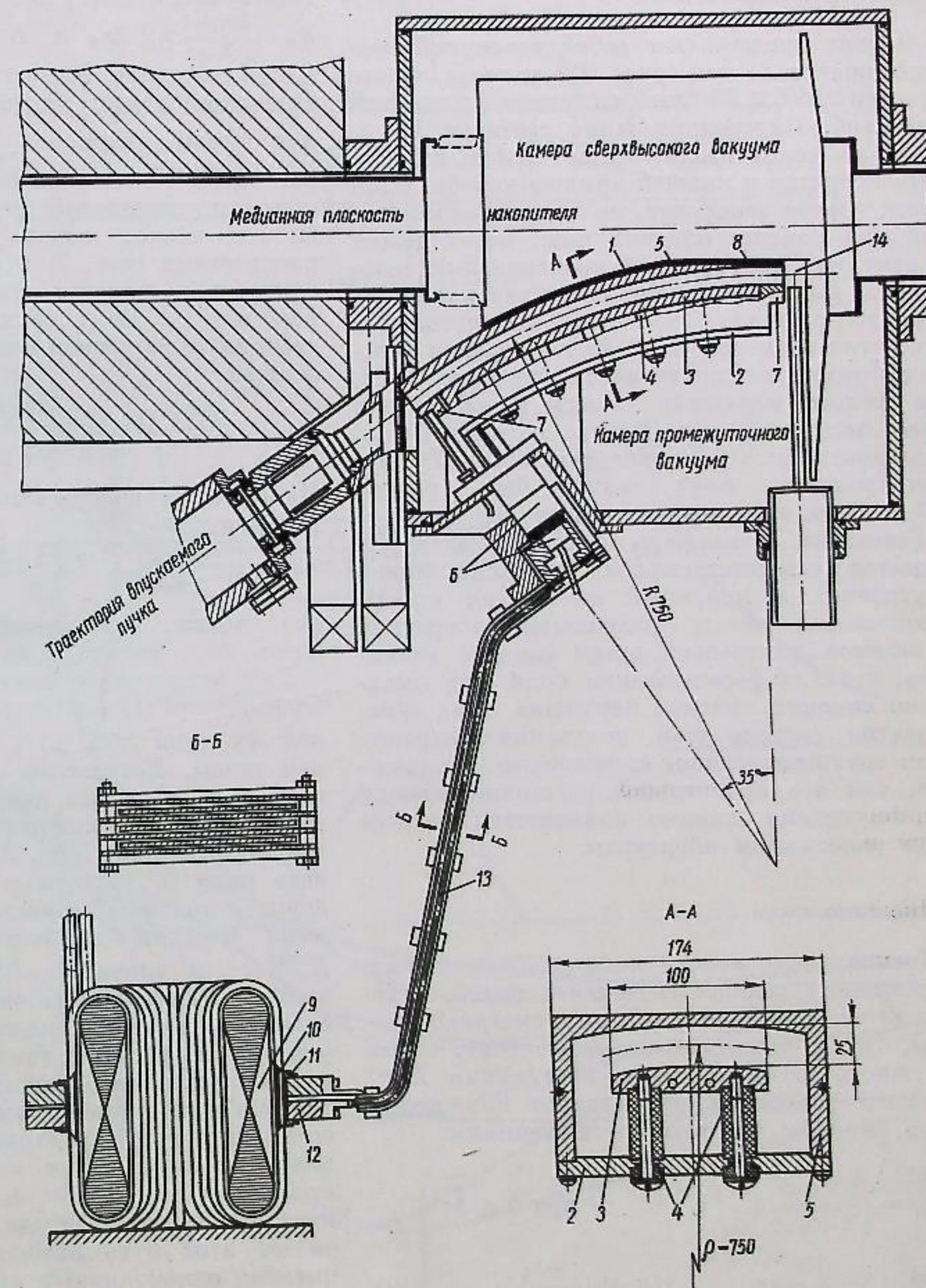
получил развитие метод ввода (вывода) пучка в рабочее поле при помощи специальных импульсных магнитов, расположенных в непосредственной близости к рабочей апертуре ускорителя. Область импульсного поля магнита и рабочая область ускорителя разделены тонкой стенкой («ножом»). Общим критерием применимости таких магнитов является малая величина внешних полей при минимальной толщине ножа.

Обычно впускные магниты располагаются в прямолинейном промежутке ускорителя в области нулевого поля и имеют шихтованный магнитопровод [1, 2]. В накопителе ВЭПП-2 [3] вследствие малой абсолютной длины линей-

При решении задачи впуска (выпуска) частиц в современной ускорительной технике

Рис. 1. Впускной магнит с токоподводом и трансформатором:

1 — кожух из нержавеющей стали; 2 — нижняя крышка наружной шины; 3 — внутренняя шина; 4 — опоры из стеатита; 5 — наружная шина; 6 — коаксиальный токоподвод; 7 — торцовые шины; 8 — нож магнита толщиной  $2 \text{ мм}$ ; 9 — торондальный магнитопровод трансформатора; 10 — первичная обмотка (внутренняя жила кабеля); 11 — вторичная обмотка (оплетка кабеля); 12 — токосборные кольца; 13 — подводный токопровод; 14 — танталовая фольга.



ного промежутка магниты расположены в области достаточно больших полей и поэтому могут быть только безжелезными. Малая величина внешних полей при заданной толщине ножа достигается коаксиальной конструкцией и малой длительностью ( $\sim 100 \text{ мксек}$ ) импульса питающего тока. Коаксиальной мы условно называем систему, в которой шина с током

одного знака полностью охватывается шиной с током другого знака. Магнит расположен в камере предварительного вакуума (рис. 1) и отделен от сверхвысокого вакуума накопителя тонким кожухом 1 из нержавеющей стали.

Пучок вводится в камеру через окно, закрытое титановой фольгой толщиной  $0,05 \text{ мм}$ .

Конструкция магнита

Магнит представляет собой изогнутый медный коаксиал (см. рис. 1) прямоугольного сечения  $150 \times 80$  мм со съемной нижней крышкой. Внутренняя шина сечением  $100 \times 15$  мм через изолирующие стойки из стеклита крепится к нижней крышке короба. Один торец короба закорочен, на второй подводится ток при помощи плоских шин, переходящих в вакуумно уплотненный коаксиальный токоподвод. Для входа и выхода пучка в толстых торцевых шинах сделаны прямоугольные отверстия размером  $25 \times 40$  мм, стенки которых формируют провисающие краевые поля. На выходе наружная стенка короба (нож) имеет толщину 2 мм. Радиус магнита 75 см, угол поворота  $35^\circ$ . При энергии частиц 200 Мэв напряженность поля должна быть равной 8,9 кэ, при этом ток составляет 220 ка.

Расчетный показатель спада поля  $n = 1$  задается соответствующим профилированием внутренней и наружной шин. При выборе соотношения между радиальной апертурой и высотой внутренней шины следует учитывать, что для формирования поля при достаточно высоких частотах наружная шина эквивалентна системе шин, полученных отражением внутренней шины от поверхности наружной, так что эффективное расстояние между формирующими шинами оказывается равным двум радиальным апертурам.

Внешние поля

Коаксиальная конструкция в общем случае не устраняет полностью внешних полей, и величина их определяется как геометрией системы, так и частотой питающего тока. Связь наружного поля  $H^{(нар)}$  с внутренним  $H^{(вн)}$  в нашей геометрии описывается при достаточно высоких частотах соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \frac{H_m^{(нар)}}{H_m^{(вн)}} &= \frac{\sqrt{2} q_m \delta}{\sqrt{1 + q_m \delta}} e^{-\frac{\Delta}{\delta}} e^{i\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\Delta}{\delta}\right)} \text{ при } \delta \ll \Delta; \\ \frac{H_m^{(нар)}}{H_m^{(вн)}} &= \frac{q_m \delta^2}{2\Delta \sqrt{1 + \frac{2}{3} q_m \Delta}} e^{i\left(\pi - \arctg \frac{3\delta^2}{\Delta^2}\right)} \text{ при } \Delta \lesssim \delta, \end{aligned} \right\} (1)$$

где  $H_m^{(вн)}$  и  $H_m^{(нар)}$  — коэффициенты разложения в ряд Фурье тангенциальных составляющих внутреннего и внешнего полей у соот-

ветствующих поверхностей наружной шины;  $q_m = \frac{2m+1}{2x_0} \pi$ ;  $2x_0$  и  $\Delta$  — высота и толщина наружной шины соответственно;  $\delta$  — толщина скин-слоя в ней. Соотношения (1) получены для первых гармоник (при  $q_m^2 \ll \frac{2}{\delta^2}$ ) внешнего поля системы из бесконечного ряда шин с током одинаковой величины, но чередующегося знака, между двумя бесконечными плоскостями (рис. 2) и справедливы в нашем случае при частотах, удовлетворяющих условию  $\delta \ll x_0$ . Спад поля с увеличением расстояния от наружной шины описывается выражением

$$H_x^{(нар)}(x, y) = \sum H_m^{(нар)} e^{-q_m y} \cos q_m x \text{ при } \Delta + y \ll x_0. \quad (2)$$

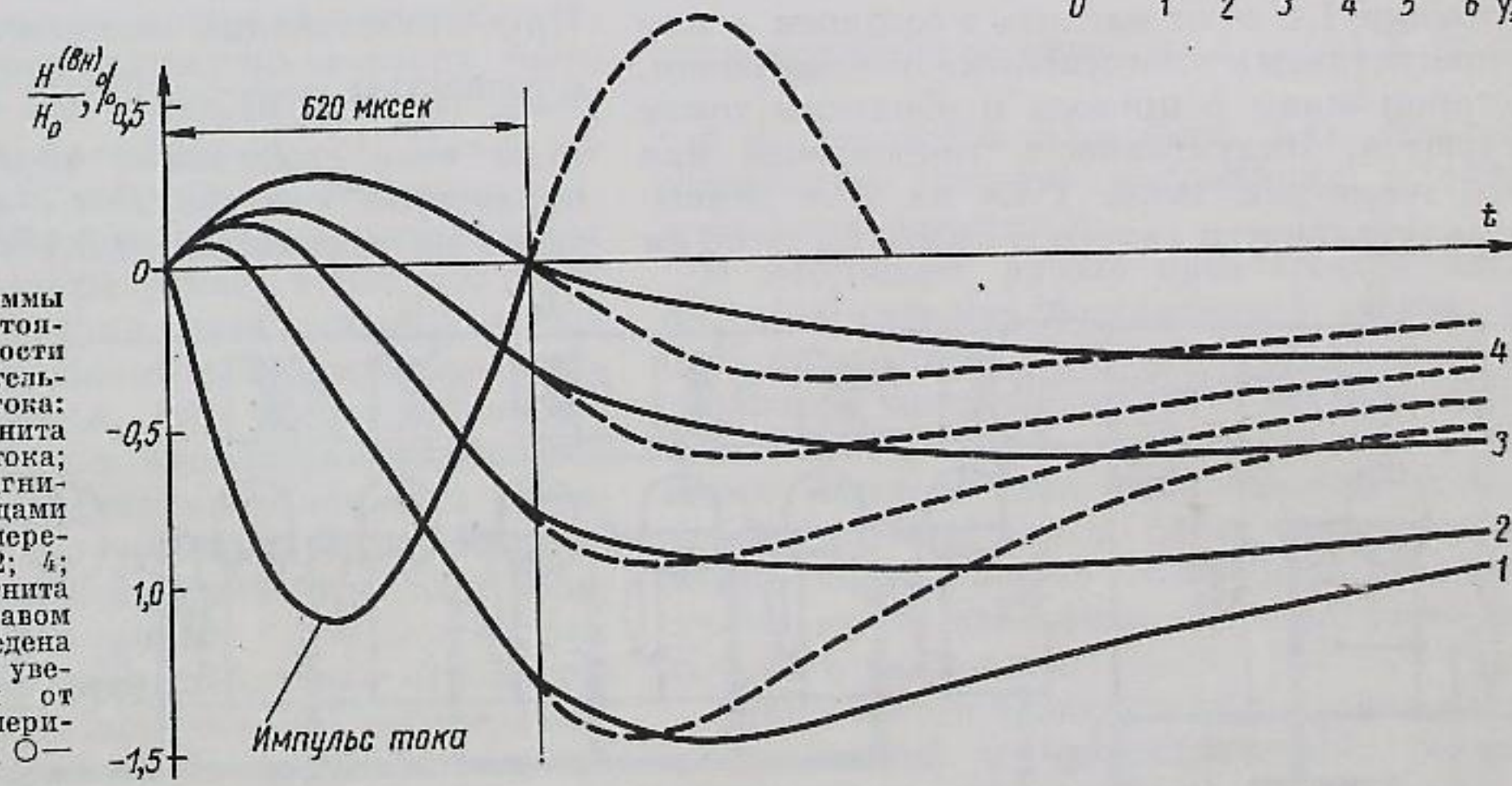
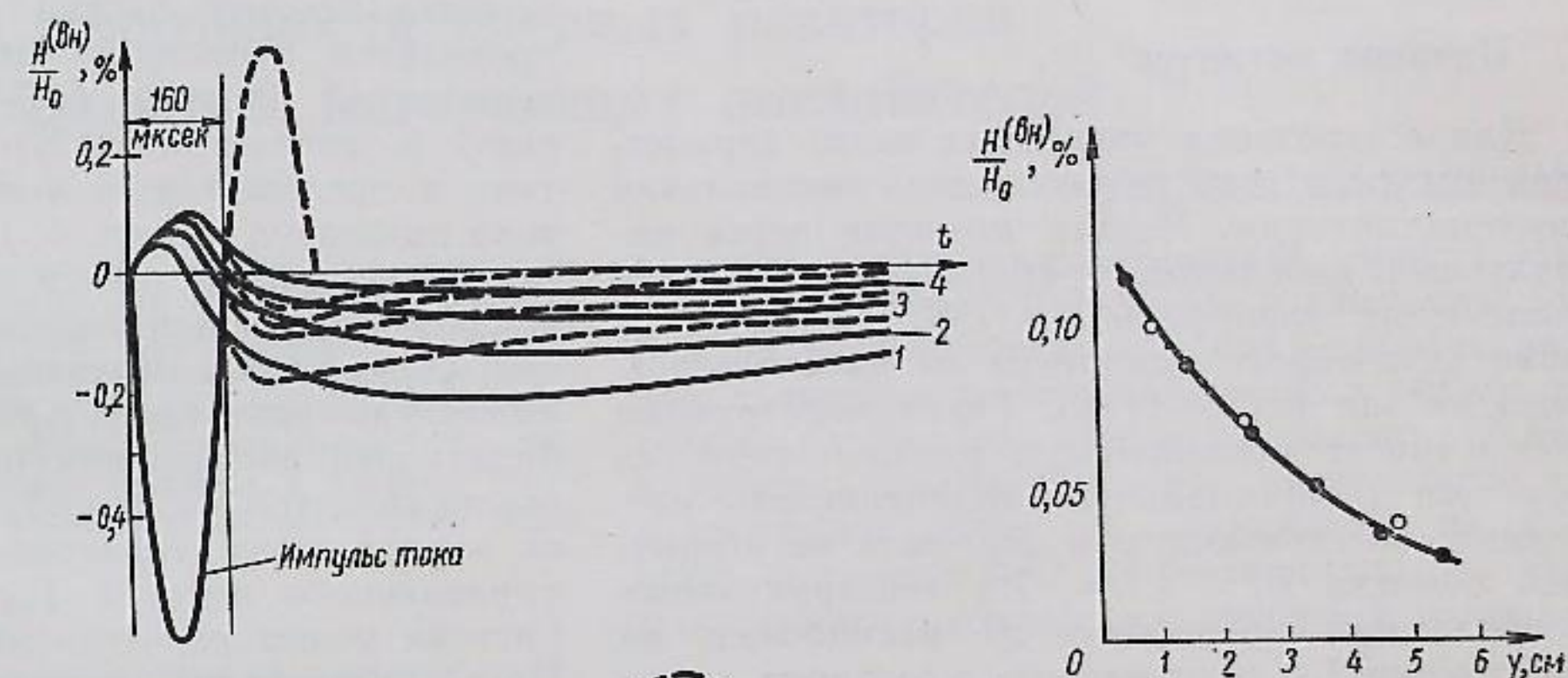
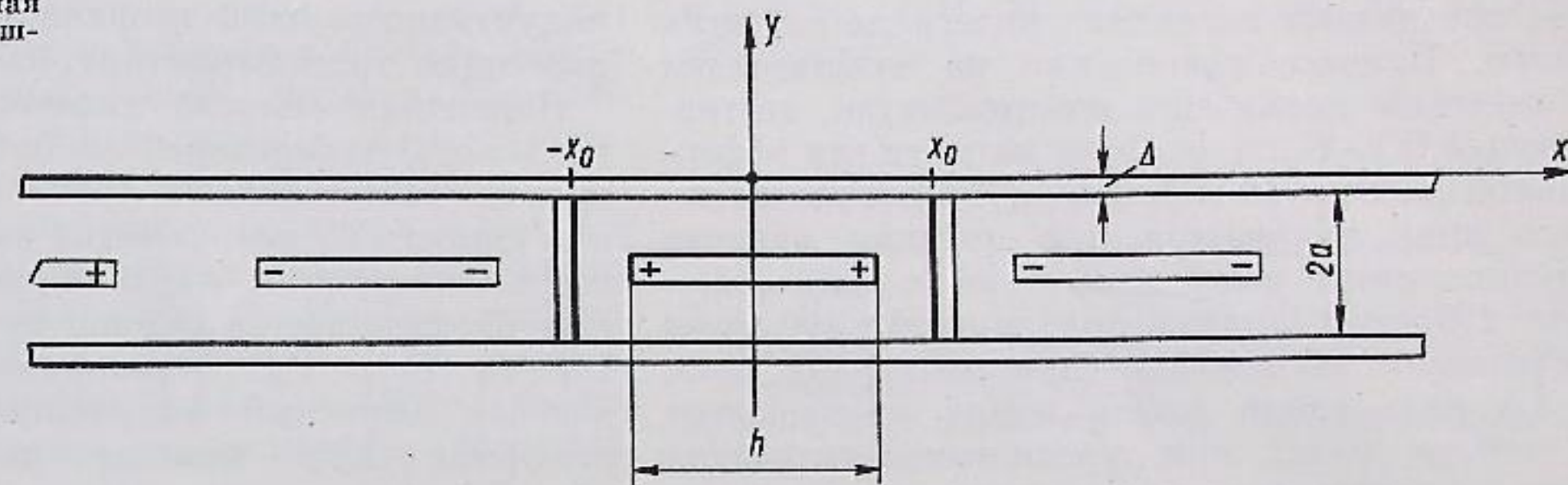
На больших расстояниях внешнее поле примерно в

$$\sqrt{1 + \frac{(y + \Delta + 2a) \cdot (\Delta + y)}{a \cdot x_0}} \quad (3)$$

раз меньше, чем следует из выражения (2). Здесь  $2a$  — высота боковых стенок магнита.

Для нахождения величины внешнего поля по формулам (1) используется близкая к истинной функция  $H_x^{(вн)}(x)$  у поверхности наружной шины. Результаты расчета хорошо совпадают с опытными данными величины поля и спада его с увеличением расстояния с учетом поправки (3) (рис. 3). Зависимость внешнего поля от частоты и толщины наружной шины с хорошей точностью описывается правыми частями выражений (1), поскольку  $H_x^{(вн)}(x)$ , а значит, и  $H_m^{(вн)}$  мало зависят от этих параметров. Наиболее эффективным способом уменьшения внешнего поля является увеличение частоты тока. Уменьшение поля за счет изменения геометрии может быть достигнуто путем одновременного увеличения высоты внутренней и наружной шин. Внешнее поле при этом падает как  $1/h$ , но в том же отношении изменяется и эффективность магнита (соотношение между полем и током), что делает этот путь нежелательным. В случае питания однополярным импульсом тока форма импульса внешнего поля определяется импульсом внутреннего поля, сдвинутым по фазе согласно (1), и процессами релаксации полей от вихревых токов в шинах магнита. Более выгодным является питание двухполярным импульсом вследствие вычитания релаксационных «хвостов» прямого и обратного полупериодов.

Р и с. 2. Эквивалентная схема для расчета внешних полей.



Р и с. 3. Осциллограммы внешнего поля на расстоянии 5 мм от поверхности ножа при разных длительностях импульса тока: — — — питание магнита одним полупериодом тока; — — — питание магнита двумя полупериодами тока; 1, 2, 3, 4 — измерения на расстоянии 2; 4; 6 и 8 см от края магнита соответственно. В правом верхнем углу приведена кривая спада поля с увеличением расстояния от ножа; —●— экспериментальная кривая; ○— расчетные точки.

На рис. 3 приведены осциллограммы импульса внешнего поля на расстоянии 5 мм над поверхностью ножа в разных точках при питании магнита одно- и двухполярными импульсами тока разной длительности. Форма второго полупериода мало влияет на картину внешнего поля и выбирается из соображений упрощения системы питания (см. импульс тока

на рис. 4). Воздействие внешнего поля на частицы определяется интегралом этого поля по траектории частиц, взятым в момент, когда он достигает максимума.

Влияние внешнего поля магнита на накопленный пучок при раскатке его инфлектором проверялось по изменению времени жизни пучка с включенным и выключенным магни-

том при разных величинах интеграла внешних полей. Процесс накопления не чувствителен к внешним полям при их амплитуде, составляющей 0,1—0,2% от поля магнита (на эффективной длине ~10 см). Такая амплитуда внешнего поля получается при питании магнита двухполярным импульсом тока с длительностью 130 мксек (прямой полупериод) и 400 мксек (обратный). При увеличении интеграла поля в 3,5 раза время жизни пучка уменьшается в четыре раза; при увеличении интеграла поля в девять раз ранее захваченный пучок полностью погибает.

Питание магнитов

Для обеспечения указанных выше параметров импульса тока потребовалась специальная система питания. Магнит питается через импульсный кабельный трансформатор с коэффициентом трансформации 36 (см. рис. 1), обмотка которого выполнена из высокочастотного кабеля РК 50-11/13. Такая конструкция обеспечивает динамическую уравновешенность обмоток и минимальную индуктивность рассеяния, составляющую в пересчете ко вторичной обмотке  $L_s = 4$  см. Из конструктивных соображений трансформатор расположен на расстоянии 1,2 м от магнита и соединен с ним малоиндуктивным многослойным токоподводом, в котором шины с прямым и обратным током чередуются. Индуктивность токоподвода при нашей геометрии менее 1 см на 1 м длины. При индуктивности самого магнита  $L_m = 60$  см

индуктивность всей вторичной цепи, включая рассеяние трансформатора, составляет 70 см. Первичная обмотка питается током от импульсного генератора на водородных тиратронах ТГИ-1-2500/35 (рис. 4). Накопительная емкость  $C_1$  разряжается на нагрузку через шесть тиратронов, параллельная работа которых обеспечивается компенсирующимися реакторами ( $P_1 - P_6$ ). Перезарядка емкости, создающая обратный полупериод тока, осуществляется при помощи двух тиратронов ( $T_7, T_8$ ).

Для упрощения допусков на синхронизацию момента пролета частиц и максимума поля проводится коррекция импульса тока пятой гармоникой (контур  $L_2C_2$ ), создающая плоскую (с точностью 0,1%) вершину импульса тока в пределах  $\pm 10$  мсек. Форма импульса тока приведена на рис. 4. При токе в нагрузке 220 ка амплитуда тока в первичной цепи составляет 6,1 ка, напряжение на рабочей емкости  $U_c = 20$  кв. Необходимая стабильность амплитуды тока ( $\pm 0,1\%$ ) обеспечивается стабилизацией напряжения на емкости, которая осуществляется по способу порционного сброса заряда через тиратрон  $T_9$  с применением управляемого вентиля  $T_{10}$  в зарядной цепи. Система может работать на частоте до 10 гц. При стабилизации напряжения на емкости с точностью  $\frac{C_3}{C_1+C_2} = 0,05\%$  колебания амплитуды тока, вызванные медленными уходами параметров контура  $RLC$ , в течение многих часов не превышают  $\pm 0,1\%$ .

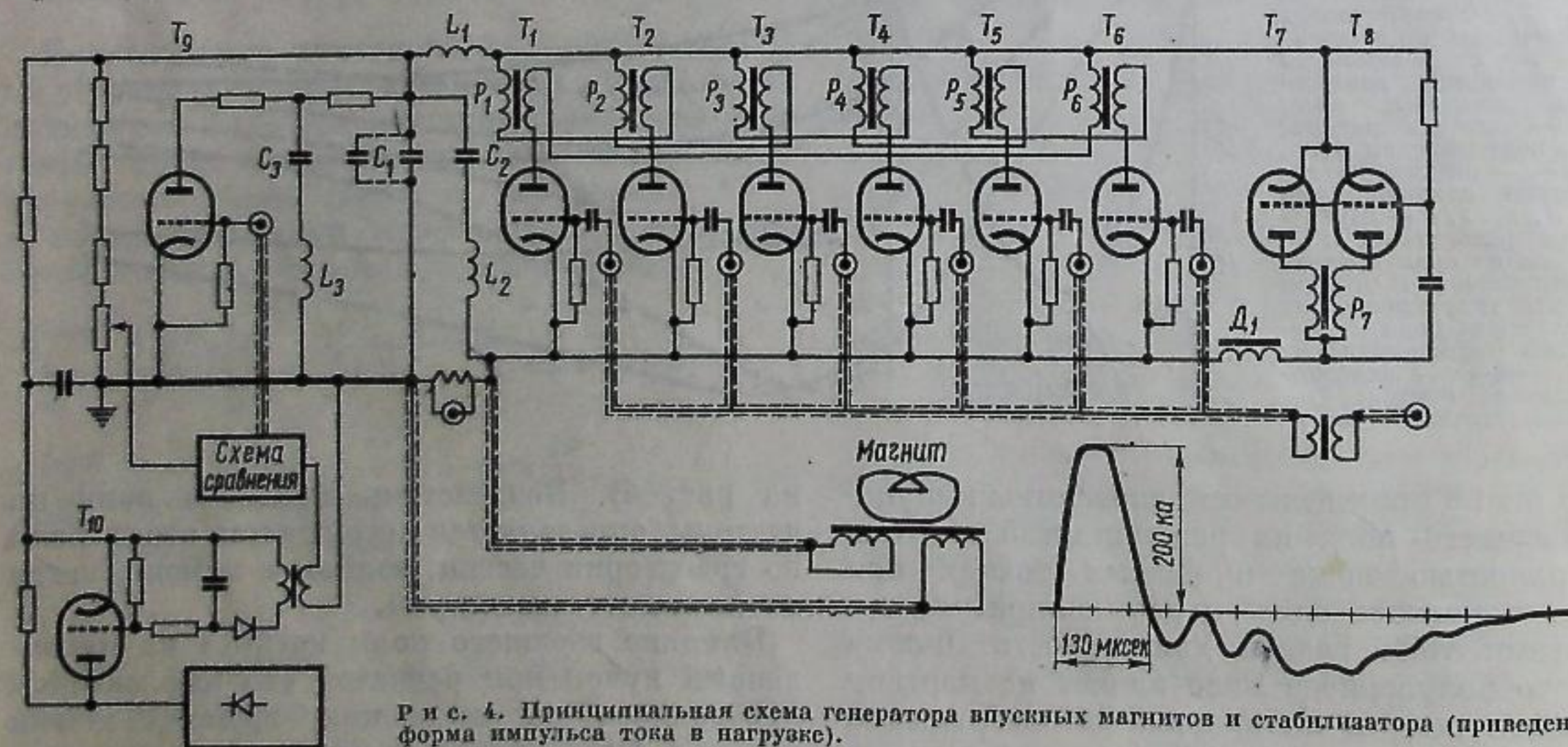


Рис. 4. Принципиальная схема генератора впускных магнитов и стабилизатора (приведена форма импульса тока в нагрузке).

Непрерывная эксплуатация магнитов без профилактических переборок в течение одного года (~10<sup>7</sup> импульсов) показала надежность созданной конструкции и системы питания.

В разработке впускных магнитов и системы питания на разных этапах работы принимали участие Е. С. Миронов, Э. М. Трахтенберг, А. В. Ильин, Л. Л. Данилов, Б. Ф. Баянов, А. П. Панов. Авторы выражают благодарность А. Н. Скринскому за постоянное внимание

к работе и И. Я. Протопопову за полезные обсуждения.

Поступила в Редакцию 26/XI 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Giesch et al. Nucl. Instrum. and Meth., 20, 58 (1963).
2. H. Bruck. В кн. «Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963)». М., Атомиздат, 1964, стр. 288.
3. В. Л. Ауслендер и др. «Атомная энергия», 19, 502 (1965).

Компенсация реактивности ядерных реакторов при помощи слоистых выгорающих поглотителей

В. Н. АРТАМКИН, А. В. ВОРОНКОВ

УДК 621.039.515:621.039.516.2

Обсуждается возможность применения слоистых выгорающих поглотителей для компенсации реактивности ядерных реакторов. Предлагается методика, позволяющая в  $P_1$ -приближении по распределению нейтронов вне поглотителя и при отсутствии в нем рассеяния рассчитывать пространственно-временное распределение поглощающего вещества в плоском выгорающем поглотителе, состоящем из нескольких слоев разнородных материалов.

Идея применения выгорающих поглотителей, равномерно распределенных по реактору, была высказана много лет назад, и они уже давно используются на практике [1, 2]. Сразу же выявился основной недостаток гомогенно распределенных (неблокированных) выгорающих поглотителей, заключающийся в том, что единственными параметрами, при помощи которых подбирается необходимый закон выгорания поглотителя, являются его макроскопическое сечение поглощения и концентрация. Концентрация не может изменяться в широких пределах, так как она однозначно связана с запасом реактивности, который обычно невелик; количество веществ, которые могут быть использованы в качестве поглотителей, также ограничено. Поэтому было предложено распределять поглотитель гетерогенно (блокированные поглотители) [1, 2]. Это значительно расширило область применения выгорающих поглотителей, так как появился новый параметр, при помощи которого можно подбирать закон изменения эффективности поглотителя, — его геометрия. Но, к сожалению, и в этом случае не всегда удается обеспечить нужное изменение эффективности с кампанией. Поэтому предпринимаются попытки создать такие поглотители,

которые будут компенсировать практически любое изменение реактивности с кампанией [3].

Один из возможных способов — неравномерное начальное распределение поглотителя по объему блока. Это несколько расширяет возможности цилиндрических поглотителей и практически никак не сказывается на плоских поглотителях, эффективность которых в основном определяется оптической толщиной

$$\text{поглощающей пластины: } y(d, t) = \int_0^d \Sigma(x, t) dx,$$

где  $d$  — толщина пластины;  $\Sigma(x, t)$  — макроскопическое сечение поглощения в точке  $x$  и в момент времени  $t$ .

В настоящей работе предлагается один из способов решения поставленной задачи: слоистый поглотитель, каждый слой которого имеет различное микроскопическое сечение поглощения. Подбирая микроскопическое сечение поглощения каждого слоя, распределение и концентрацию поглотителя по слою, число и расположение слоев, можно обеспечить практически любой закон изменения эффективности поглотителя с кампанией.

Схема такого поглотителя показана на рис. 1 для плоской и цилиндрической геометрий. Ниже рассмотрен наиболее простой тип слоистого выгорающего поглотителя — плоский слоистый поглотитель с произвольным (но симметричным относительно центральной плоскости) начальным распределением поглощающего вещества по слою.

Поглотитель находится в бесконечной размножающей среде, распределение нейтронов в которой рассматривается в  $P_1$ -приближении.