

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ВНУТРИ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ БЕТАТРОНА

Л. С. Соколов

(Представлено профессором, доктором А. А. Воробьевым)

В работе рассмотрено поведение электронного пучка на орбите при нарушении магнитного поля бетатрона полем импульсных токов, протекающих по обмоткам, которые уложены в межполюсном пространстве бетатрона снаружи вакуумной камеры. Эти обмотки называются смещающими обмотками. Мы исследовали четыре метода смещения орбиты электронов. Они отличаются с конструктивной стороны размерами, формой и расположением смещающих обмоток в межполюсном пространстве бетатрона (рис. 1). Исходная равновесная орбита электронов показана на рис. 1, 1 штрих-пунктирной окружностью.

Схема электрического питания смещающих обмоток называется обычно схемой смещения.

По условиям экспериментальных задач схема смещения и дополнительное оборудование к ней должны обеспечить:

- а) импульсное питание смещающей обмотки достаточно большими токами;
- б) возможность регулирования момента появления импульса смещения во времени;
- в) возможность изменения амплитуды смещающего тока;
- г) возможность изменения длительности импульса тока;
- д) возможность наблюдения импульса смещения и импульса излучения.

Импульсная схема и дополнительное оборудование, удовлетворяющее этим требованиям, представлены на рис. 2. Действие схемы начинается с зарядки конденсаторов C и C_1 от зарядных трансформаторов T и T_1 через газотроны ВГ-129 и ВГ-237, при этом утечки заряда через тиратрон ТГ15/3000 и игнитрон И-100/1000 предотвращены тем, что тиратрон заперт отрицательным смещением 80—100 в на сетке, а игнитрон пропускает ток лишь в том случае, когда работает тиратрон.

Процесс зарядки конденсаторов C и C_1 происходит обычно во время нерабочей половины бетатронного цикла и к моменту смещения они оказываются уже заряженными.

В нужный момент времени, регулируемый при помощи фазовращателя, на вторичной обмотке пикового трансформатора $ПТ$ появляется импульс напряжения с амплитудой 100—120 в, который запускает генераторы $1Г$ и $2Г$, выдающие импульсы напряжения амплитудой до 130 в с регулируемой задержкой относительно запускающего импульса.

Генератор $1Г$ пускает схему ждущей развертки импульсного двухлучевого осциллографа $ИО$ одновременно с импульсом от пикового трансформатора, а второй генератор с некоторой задержкой отпирает тиратрон. Конденсатор C_1 разряжается через поджигатель игнитрона, а конденсатор C — через смещающую обмотку L , измерительное сопротивление R и игнитрон. Падение напряжения на сопротивлении R и импульс тока, вызываемый рентгеновыми лучами в фотоэлектронном умножителе ФЭУ-19, подаются на входные зажимы первого и второго лучей осциллографа.

Наличие задержки 10—20 мксек между моментом запуска ждущей развертки осциллографа и моментом поджигания игнитрона обеспечивает четкое наблюдение начала импульса смещения и начала импульса излучения.

Импульс смещающего тока имеет форму синусоидальной полуволны. Изменение амплитуды импульса I осуществляется изменением напряжения на первичной обмотке трансформатора, заряжающего конденсатор C , при помощи лабораторного автотрансформатора A . Регулирование ширины импульса $T/2$ осуществляется изменением емкости конденсатора C . По аналогии с частотой синусоидальных периодических процессов величину

$$\Omega = \frac{2\pi}{T} \quad (1)$$

назовем частотой смещающего тока.

Проходя через обмотку L , имеющую ω витков, смещающие токи производят нарушающие магнитные поля, которые показаны на рис. 1,1. Величины нарушающих магнитных полей соответствуют полному удалению электронов из рабочей зоны ускорителя.

Поскольку скорость смещения электронной орбиты зависит в равной мере как от амплитуды импульса смещающего магнитного потока, так и от ширины его, введем величину f , характеризующую скорость нарастания смещающего магнитного потока.

Величину f удобно вычислять подставляя I в a и T в мксек:

$$f = \frac{2I\omega}{T} \quad (2)$$

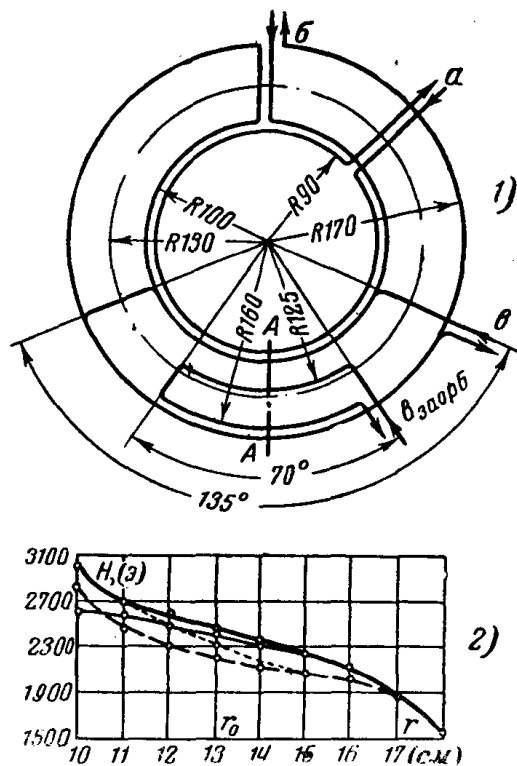


Рис. 1. План расположения (1) смещающих обмоток и их действие (2).

— невозмущенное поле бетатрона;
 — бетатронное поле, возмущенное обмоткой a ;
 — бетатронное поле, возмущенное обмоткой b или $в$; . . . бетатронное поле, возмущенное обмоткой $в$ за орб. Измерение полей проведено по линии AA в средней плоскости межполюсного пространства.

Электрическая схема питания смещающих обмоток позволяет изменять величины f в пределах

$$10 < f < 120,$$

при которых возможно полное удаление электронов из рабочей зоны бетатрона. Момент смещения равновесной орбиты может регулироваться плавно в пределах от 0 до 90 электрических градусов.

Для исследования электронного пучка нам потребовалась специальная вакуумная камера с пятью патрубками (рис. 3).

В патрубке A расположен инжектор. Чтобы исключить влияние инжектора при измерениях, он помещен вне плоскости равновесной орбиты.

В диаметрально расположенные патрубки B и $Г$ помещены одинаковые вольфрамовые мишени. Мишени закреплены на стержнях, которые имеют возможность поступательного движения без нарушения вакуума в камере бетатрона. Общий вид механизма, позволяющего передвигать мишень по радиусу внутри вакуумной камеры, показан на рис. 4.

В патрубке B располагается вольфрамовый волосок диаметром 0,2 мм, который прикреплен к стержню при помощи коленчатого рычага

(рис. 5). Без нарушения вакуума в камере бетатрона стержень можно поворачивать вместе с рычагом и волоском. Угол поворота фиксируется указателем на транспорте. При вращении стрежня волосок перемещается по поверхности кругового цилиндра.

Для определения радиальной скорости расширения электронной орбиты используется мишень *Б*, импульс излучения от которой регистрируется ионизационной камерой *1* и фотоэлектронным умножителем *3*

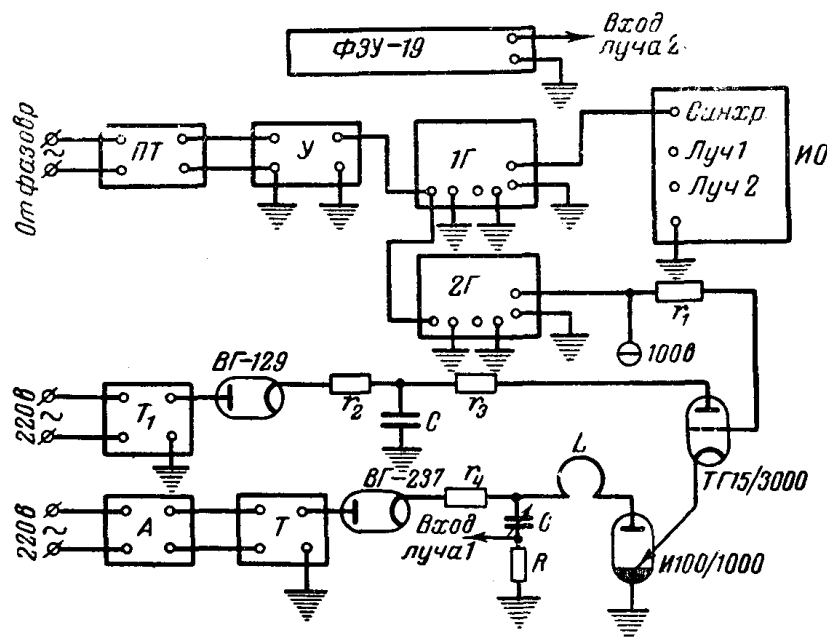


Рис. 2. Схема смещения и дополнительное оборудование для исследования электронного пучка.

(рис. 3 и 4). Мишени *Б* и *Г* убираются из рабочей зоны. На осциллограмме (рис. 6) можно видеть импульс смещающего тока и импульс тока от фотоумножителя, вызванный излучением от мишени *Б*. Зависимость времени задержки *t* между началом импульса излучения и началом им-

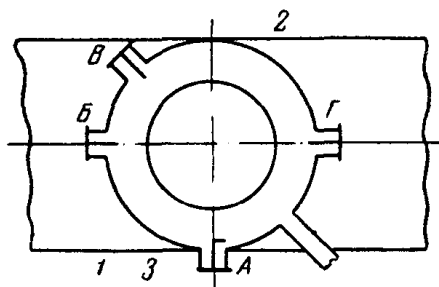


Рис. 3. Схема опыта для измерений электронного пучка внутри вакуумной камеры.

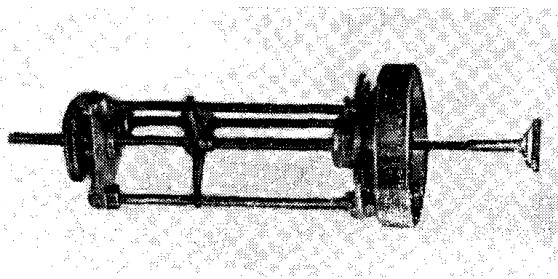


Рис. 4. Общий вид механизма для передвижения мишени по радиусу внутри вакуумной камеры.

пульса смещения от радиального положения мишени *Б* (рис. 7) позволяет вычислить скорость расширения орбиты v_r и расстояние Δr_0 , на которое продвигается орбита по радиусу в течение одного оборота электрона по орбите (шаг орбиты). Например, при перемещении мишени *Б* от $r_1 = 157,5$ мм до $r_2 = 160$ мм величина t возросла от $t_1 = 3,2$ мксек до $t_2 = 4,2$ мксек (рис. 7). Тогда средняя скорость смещения орбиты в интервале между радиусами r_1 и r_2 равна:

$$v_r = \frac{r_2 - r_1}{t_2 - t_1} = \frac{2,5}{1} = 2,5 \text{ мм/мксек.} \quad (3)$$

Шаг орбиты равен:

$$\Delta r_o = T_o v_r = 2,7 \cdot 10^{-9} \cdot 2,5 = 6,75 \cdot 10^{-9} \text{ мм}, \quad (4)$$

где T_o — период обращения электрона по орбите:

$$T_o = \frac{2\pi r_o}{c} = \frac{6,28 \cdot 13}{3 \cdot 10^{10}} = 2,7 \cdot 10^{-9} \text{ сек.} \quad (5)$$

Определение v_r и Δr_o мы рассмотрели в том случае, когда используется обмотка θ , при этом $f = 19,2 \frac{a}{\text{мксек}}$ и $E = 5 \text{ Мэв}$. Точно так же можно определить v_r и Δr_o для других зависимостей, полученных при

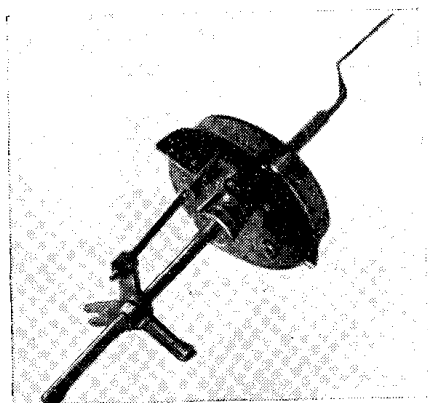


Рис. 5. Механизм для измерения высоты электронного пучка внутри вакуумной камеры.



Рис. 6. Осциллограмма импульсов смещающего тока и импульса излучения (короткий импульс).

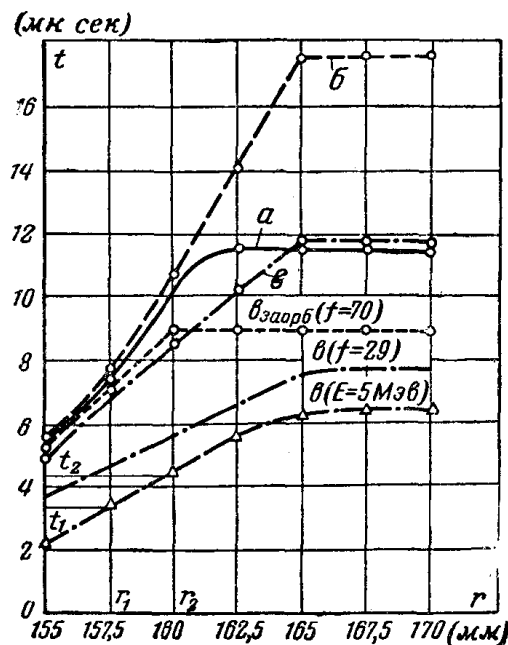


Рис. 7. Зависимость времени задержки t между началом импульса смещения и началом импульса излучения от радиального положения r мишени B для различных методов и режимов смещения орбиты. Обозначения по рис. 1.

других условиях. Кроме того, мы выбрали лишь один интервал для измерения v_r и Δr_o , заключенный между радиусами 157,5 и 160 мм. Возьмем любую зависимость из представленных на рис. 7 и определим v_r и Δr_o в таком интервале радиусов, где t очень слабо зависит от r ($t \approx \text{const}$). В этом случае $t_{i+1} - t_i \approx 0$, следовательно, v_r и $\Delta r_o \rightarrow \infty$.

Как видно из рис. 7, участки зависимостей, где $t \approx \text{const}$, имеют место для всех графиков. Они начинаются на определенных радиусах и продолжаются за пределы рабочей зоны ускорителя. Переход от конечных величин v_r и Δr_o к бесконечно большим совершается в небольшом радиальном интервале. Радиусы, где этот переход происходит, легко определяются по зависимостям рис. 7.

Они равны:

для обмоток a	162 мм
для обмоток $б$	165 мм
для обмоток $в$	165 мм
для обмоток $в_{заорб}$	160 мм

Эти радиусы соответствуют тем окружностям, на которых происходит освобождение электронов из-под влияния фокусирующих сил.

Из графиков рис. 7 можно сделать еще следующие интересные выводы.

Если бы скорость смещения орбиты v_r была одинаковой в интервале от радиуса исходной орбиты r_0 до радиуса, где происходит резкое увеличение v_r , то графики рис. 7 в этом интервале представляли бы собой наклонные прямые, пересекающие ось r в точке r_0 . Условие $v_r = \text{const}$ внутри упомянутого интервала радиусов технически легко осуществить, пропуская, например, через смещающие обмотки импульсные токи с большой амплитудой (в 2—3 раза превышающие величину тока, необходимую для полного удаления электронов из рабочей зоны бетатрона). Зависимости v ($f=29$) и v ($E=5$ Мэв) рис. 7 сняты именно при таких условиях. Экстраполяция их до оси абсцисс (которая на рис. 7 не показана) дает возможность определить радиус исходной равновесной орбиты (или радиальное положение исходной орбиты на данном азимуте, если она искажена) непосредственно перед ее смещением.

Изменяя момент смещения орбиты, можно проследить ее перемещение в процессе ускорения электронов. Оказалось, что при энергии 5 Мэв орбита удалена от центра ускорителя (на азимуте нашего измерения) на расстояние 150 мм, а при энергии 10 Мэв — на расстояние 145 мм. Расчетный радиус орбиты, который проверен путем сопоставления средней напряженности поля внутри окружности данного радиуса и удвоенной напряженности магнитного поля на этой окружности (условие 2:1), равен 130 мм.

Расхождение расчетной и экспериментальной величины r_0 может происходить вследствие искажения орбиты. Мы вернемся к этому вопросу после измерений радиального размера электронного пучка.

Сокращение орбиты при увеличении энергии электронов является бесспорным фактом. Детальное изучение перемещения орбиты в процессе ускорения электронов могло бы оказаться очень полезным при выяснении вопроса, почему некоторые бетатроны не обеспечивают удовлетворительного выхода тормозного излучения с максимальной расчетной энергией.

Если радиальная скорость v_r смещения орбиты электронов известна, можно определить радиальный размер пучка Δr по методу Грегга [1]

$$\Delta r = v_r \Delta t. \quad (6)$$

где Δt — длительность импульса излучения от мишени, которую можно измерить на экране осциллографа.

Чтобы определить величину Δr на данном радиусе по формуле (6), величины v_r и Δt следует измерять на том же радиусе.

Рассмотрим пример определения радиального размера пучка. На рис. 8 представлены осциллограммы импульса излучения и начальной части импульса смещения при различных радиальных координатах мишени и при использовании обмотки a .

Изменение координаты мишени производилось на 2,5 мм. Измеряя по осциллограммам расстояние t между началом импульса смещения и началом импульса излучения, найдем v_r в интервалах радиусов $r_1 = 152,5$ мм и $r_2 = 155$ мм; $r_2 = 155$ мм и $r_3 = 157,5$ мм и т. д.:

$$v_{r1} = \frac{2,5}{(t_2 - t_1)\alpha}; \quad v_{r2} = \frac{2,5}{(t_3 - t_2)\alpha}; \quad v_{r3} = \frac{2,5}{(t_4 - t_3)\alpha} \quad \text{и т. п.,}$$

где α — коэффициент, приводящий знаменатель v_r к микросекундам.

На осциллограмме рис. 8 показаны две синусоидальные величины, период изменения которых τ известен (2 мксек):

$$\alpha = \frac{\tau}{l},$$

где l — расстояние на осциллограмме, соответствующее периоду τ , мм.
Длительность импульса излучения равна:

$$\Delta t_i \alpha \quad (i = 1, 2, 3, \dots).$$

В соответствии с формулой (6) получим зависимость Δr от радиуса (см. таблицу).

r , мм	152,5	155,0	157,5	160	162,5	165	167,5
Δr , мм	8,7	13,2	15,4	20	20	37,4	31,2
J	100	115	120	130	120	90	45

В таблице J — излучение от мишени (в относительных единицах, измеренное ионизационной камерой 1) (рис. 3). По уменьшению J на больших радиусах можно судить о том, что электроны не попадают на

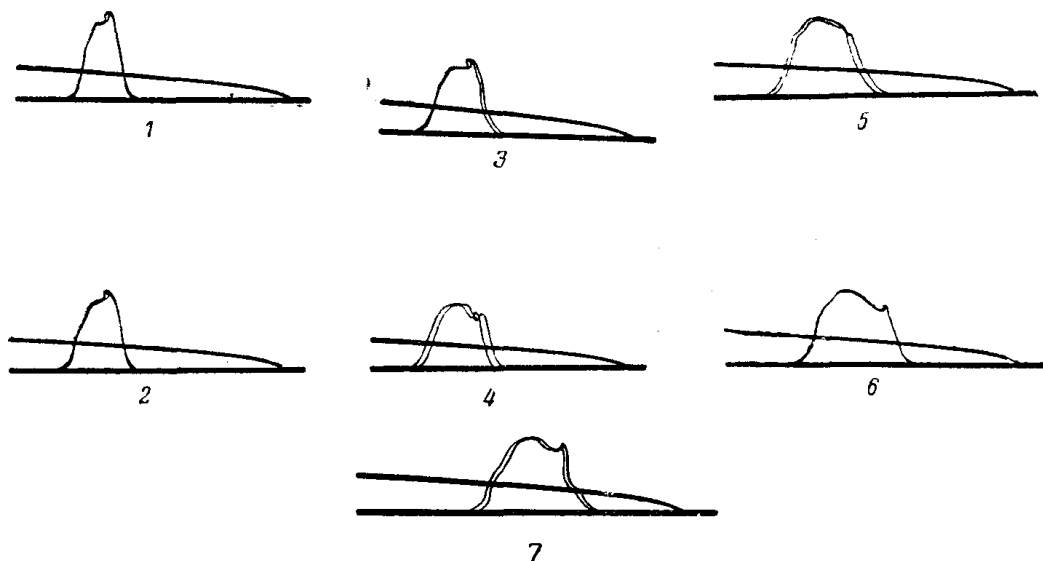


Рис. 8. Осциллограммы импульса смещения и импульса излучения для различных радиальных положений мишени B (обмотка a). Ось времени направлена справа налево.

1 — $r = 167,5$ мм; 2 — $r = 165$ мм; 3 — $r = 162,5$ мм; 4 — $r = 160$ мм; 5 — $r = 157,5$ мм; 6 — $r = 155$ мм; 7 — $r = 152,5$ мм.

мишень, теряясь на стенках вакуумной камеры. Чтобы проверить данные таблицы, радиальный размер пучка был измерен другим методом.

Идея нашего метода определения горизонтального размера пучка в процессе смещения орбиты иллюстрируется рис. 3. Мишень G ставится на определенном радиусе. Мишени B и B убираются из рабочей зоны. Электронный пучок в процессе смещения орбиты движется наружу и, ударяясь о мишень G , дает излучение, регистрируемое ионизационной камерой 2. Постепенно вдвигается внутрь мишень B . На некотором радиусе мишень B начнет перехватывать электронный пучок и при дальнейшем движении мишени B внутрь в ней будут тормозиться все электроны. Типичные зависимости тормозного излучения, возникающего в мишенях B и G , от радиальной координаты мишени B представлены на рис. 9. Радиальный интервал, в котором излучение от мишеней B и G изменяется, равен радиальному размеру пучка Δr на радиусе, соответствующем середине радиального интервала.

Отметим, что зависимости рис. 9 получены при использовании обмотки a , причем при первом перемещении мишени B от радиуса 169 мм до радиуса 165 мм мишень G находилась на радиусе 154 мм. При втором перемещении мишени B от $r = 165$ мм до $r = 163$ мм мишень G на-

ходила на радиусе 151,5 мм и при третьем перемещении мишени *Б* от $r=162$ мм до $r=161$ мм мишень *Г* находилась на радиусе 149 мм. Отсюда следует, что равновесная орбита электронов сильно искажена.

На рис. 10 представлены зависимости между координатами мишеней *Б* и *Г*, полученные при таких условиях, когда половина электронов пучка тормозится в мишени *Б*, а другая половина — в мишени *Г*. Иными словами, по оси абсцисс рис. 10 отложены радиальные координаты орбиты на азимуте $\Theta=\pi$, а по оси ординат — соответствующие им ра-

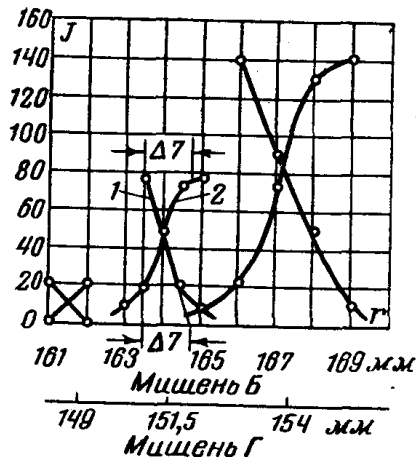


Рис. 9. Измерение радиального размера пучка методом двух мишеней.

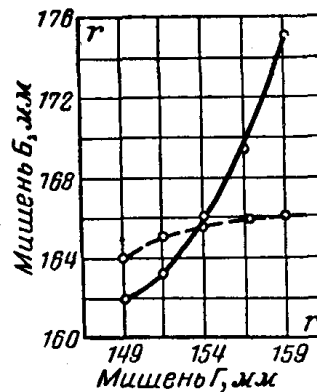


Рис. 10. Искажение равновесной орбиты в процессе ее расширения симметричными смещающими обмотками

диальные координаты орбиты на азимуте $\Theta=0$. Зависимости рис. 10 соответствуют симметричному расширению орбиты обмотками *а* (сплошная линия) и *б* (штриховая линия). Наличие искажения орбиты не может быть причиной для ухудшения условий вывода пучка из ускорителя, поэтому причины искажения орбиты мы не исследовали.

Рассмотренная методика (двух мишеней) не позволяет определить радиальный размер пучка при использовании способов несимметричного смещения орбиты (обмотки *в* и $v_{заорб}$), поскольку одну из мишеней приходится помещать очень далеко внутрь вакуумной камеры; это приводит к полному прекращению процесса ускорения электронов.

Графики изменения Δr в зависимости от радиуса для симметричных методов смещения представлены на рис. 11.

Сравнивая зависимости Δr от r (рис. 11) с зависимостями, представленными в таблице, убеждаемся, что величины Δr , измеренные методом одной мишени, в 10 раз превышают величины Δr , полученные методом двух мишеней.

У нас нет оснований считать, что фотоумножитель и система усиления импульса излучения увеличивают длительность импульса излучения. Остается предположить, что при измерении Δr методом одной мишени (методом Грегга) возникают какие-то эффекты внутри вакуумной камеры, увеличивающие длительность импульса излучения. При измерении Δr методом двух мишеней эти эффекты устраняются. К таким эффектам можно отнести рассеяние электронов от мишени таким образом, что они не сталкиваются со стенками вакуумной камеры и,

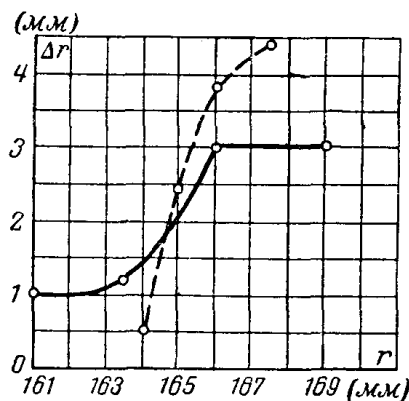


Рис. 11. Изменение радиального размера пучка по радиусу. Зависимости получены методом двух мишеней.

подвергаясь действию смещения через некоторое время снова сбрасываются на мишень. При наличии двух мишеней свободное пространство для радиального движения электронов уменьшается и уменьшается время «жизни» электронов в вакуумной камере.

Наше предположение частично подтверждается сложной формой импульса излучения (осциллограммы рис. 8). При всех методах смещения орбиты отмечается небольшой максимум в начале импульса излучения. Этот максимум может означать действие первичного электронного пучка, тогда как остальная часть импульса излучения обусловлена рассеянными электронами.

При измерениях Δr мы использовали в качестве мишени вольфрамовую пластинку толщиной 1 мм. Увеличение длительности импульса излучения от одной мишени за счет рассеянных электронов, когда ис-

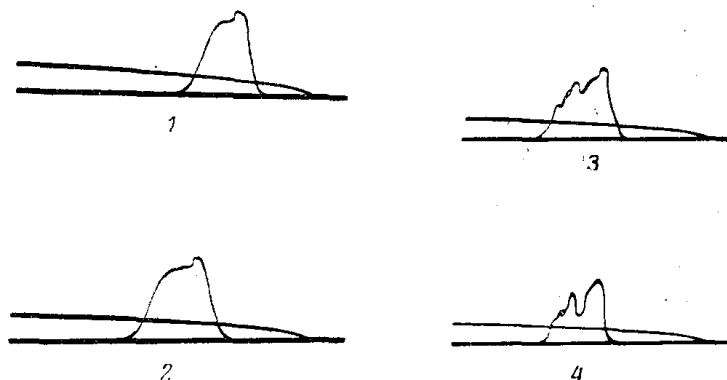


Рис. 12. Осциллограммы импульса смещения и импульса излучения для различных положений мишени B (обмотка ν).

Масштаб времени тот же, что и на рис. 11.

1 — $r = 152,5$ мм; 2 — $r = 157,5$ мм; 3 — $r = 162,5$ мм; 4 — $r = 167,5$ мм. Ось времени направлена справа налево.

пользуется та же самая мишень, расположенная внутри области действия фокусирующих сил, можно приблизительно учесть, зная отношение величин Δr , измеренных двумя рассмотренными методами.

Это отношение, полученное при симметричных методах смещения орбиты, можно применить для измерения Δr при несимметричных методах смещения орбиты, когда метод двух мишеней нельзя использовать.

Осциллограммы импульса смещения и импульса излучения для различных положений мишени B и при использовании обмотки ν показаны на рис. 12.

Из осциллограмм рис. 12 видно, что при использовании несимметричных методов смещения орбиты импульс излучения от мишени на радиусах, где нарушается условие $n = \text{const}^*$, раздваивается. Возможность появления двух максимумов в импульсе излучения уже отмечалась Лаусоном [2].

Основываясь на данных рис. 12, можно предположить, что появление двух максимумов в импульсе излучения обусловлено рассеянием электронов от мишени. Условием появления двух максимумов в импульсе излучения является искажение равновесной орбиты. Мишень при этом должна быть расположена вблизи окружности, где $n=1$, т. е. там, где происходит резкое изменение фокусирующих свойств бетатронного поля. Эффекты увеличения длительности импульса излучения вследствие рассеяния электронов от мишени следует учитывать, когда необходимо получить короткий импульс излучения от мишени.

То, что электронный пучок имеет определенный радиальный размер, изменяющийся в процессе смещения орбиты, можно объяснить наличием радиальных колебаний электронов. Эти колебания имеют различные амплитуды и фазы. Внутри стабильной области движения радиальный размер пучка невелик и составляет 1—2 мм. Резкое увеличение радиаль-

* n — показатель спадания магнитного поля бетатрона по радиусу.

ного размера пучка начинается вместе с увеличением скорости смещения орбиты при ее подходе к границе стабильной области движения.

Для определения высоты пучка используется вольфрамовый волосок B , внутренний край которого расположен на радиусе 15 см, а мишени B и Γ убираются из рабочей зоны. Излучение, которое возникает при торможении электронов в материале волоска, регистрируется ионизационной камерой I (рис. 4). Перемещаясь по поверхности кругового цилиндра параллельно горизонтальной плоскости, волосок пересекает электронный пучок по высоте, при этом изменяются показания ионизационной камеры I . Чем больше электронов ударится о волосок, тем выше должны быть показания ионизационной камеры. Зависимость излучения от вертикальной координаты волоска должна дать картину распределения электронов внутри вакуумной камеры по высоте на радиусе 15 см. Ряд указанных зависимостей, полученных при различных методах смещения орбиты, показан на рис. 13.

Радиальная скорость смещения орбиты, радиальный размер и высота пучка представляют большой интерес в области проектирования и осуществления вывода заряженных частиц из циклических ускорителей. Работа проведена под руководством профессора, доктора техн. наук А. А. Воробьева.

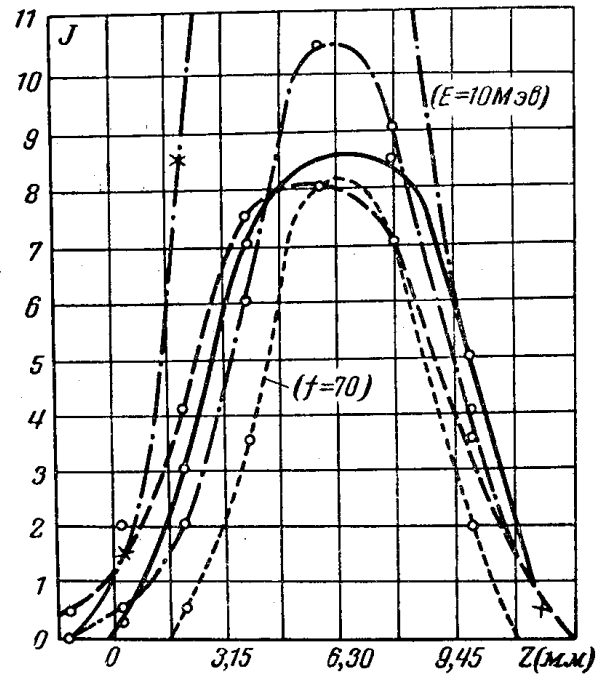


Рис. 13. Зависимость показаний ионизационной камеры I (рис. 3) от вертикальной координаты вольфрамового волоска для различных условий смещения орбиты ($E = 10$ МэВ).

Литература

1. Грегг Е. С., Бетатрон с подмагничиванием и форсировкой поля, Проблемы современной физики, II, 23, 1952 (стр. 140).
2. Лаусон И. Д., Двойной пучок в синхротроне на 30 МэВ, Проблемы современной физики, II, 5, 1952 (стр. 60).