

1054

Ч. 3.

V

18  
М 94



# ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

---

К.П. Мызников

1054

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПУЧКА ЧАСТИЦ С МИШЕНЬЮ В СИНХРОФАЗОТРОНЕ

Дубна 1962 год

К.П. Мызников

1054

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ПУЧКА ЧАСТИЦ С МИШЕНЬЮ  
В СИНХРОФАЗОТРОНЕ

1632/3 4P

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Дубна 1962 год

### А н н о т а ц и я

Сообщаются результаты исследования взаимодействия ускоренного пучка частиц с толстыми мишенями при различных условиях, встречающихся в практике вывода пучков из синхрофазотрона. Дан метод расчета глубины заброса частиц на мишень. Произведена экспериментальная проверка теоретических результатов в условиях синхрофазотрона на 10 Бэв. Описан способ повышения эффективности соударения пучка с толстыми мишенями, позволяющий устранить влияние перекосов мишени относительно равновесной орбиты.

## 1. Введение

Пучки вторичных частиц, выводимые из синхрофазотрона, образуются путем бомбардировки ускоренными протонами мишеней, расположенных внутри вакуумной камеры. В зависимости от требований физического эксперимента вывод ускоренного пучка на мишень производится различными способами. При работе со счетчиками требуется обеспечить медленное наплывание пучка на мишень, чтобы пучок вторичных частиц был растянут во времени до 100–200 мсек. При работе с пузырьковыми камерами вывод пучка на мишень производится менее чем за 500 мсек. В ряде случаев удовлетворительным является так называемый "естественный" вывод пучка, когда частицы после выключения ускоряющего напряжения сворачиваются на мишень в растущем магнитном поле за время 4,5 мсек. Наконец, при решении некоторых физических задач длительность импульсов вторичных частиц должна составлять несколько десятков мсек.

Методы вывода пучка на мишень, удовлетворяющие этим разнообразным требованиям, принципиально сводятся к следующим техническим приемам: смещению мгновенной орбиты после прекращения ускорения в изменяющемся магнитном поле; смещению равновесной орбиты в процессе ускорения за счет изменения по заданному закону частоты ускоряющего напряжения; возбуждению нарастающей во времени азимутальной асимметрии магнитного поля, которая искажает орбиту, в результате чего частицы могут попасть на мишень; созданию условий, при которых частицы медленно или быстро выпадают из процесса ускорения и сворачиваются на мишень так же, как при "естественном" выводе<sup>1-3/</sup>. При анализе взаимодействия ускоренного пучка с мишенью независимо от того, каким из указанных методов производится вывод, можно считать, что попадание на мишень происходит за счет приближения к ней мгновенной орбиты. Скорость смещения мгновенной орбиты определяет длительность соударения частиц с мишенью.

Для получения интенсивных пучков вторичных частиц требуется обеспечить эффективное попадание протонов на мишень. Эта задача часто усложняется тем, что требования оптимальной фокусировки вторичных пучков (например, при сепарации частиц) определяют достаточно малый размер мишени. В настоящей статье сообщаются результаты исследования взаимодействия ускоренного пучка с мишенью при различных условиях, встречающихся в практике вывода вторичных частиц из синхрофазотрона на 10 Бэв. Результаты получены для толстых мишеней, после однократного прохождения которых частица выбывает из рабочей области и попадает на стенку вакуумной камеры. Механизм взаимодействия пучка с такими мишенями одинаков при расположении мишени на радиусе, как большем, так и меньшем, чем центральный радиус синхрофазотрона. Случаи соударения частиц с мишенью при "естественном" выводе и в процессе ускорения рассматриваются отдельно.

### 1. Взаимодействие ускоренных частиц с мишенью при "естественном" сворачивании

После прекращения ускорения или после выхода частиц из области фазовой устойчивости

их энергия не изменяется, и частицы сворачиваются в изменяющемся магнитном поле на мишень. В дальнейшем этот процесс мы будем именовать для краткости "естественным" сворачиванием. При "естественном" сворачивании частиц, ускоренных в синхрофазотроне до конечной энергии, их мгновенная орбита приближается к мишени со скоростью  $a$ , равной  $1,8 \times 10^{-3}$  см/оборот. Отклонение частицы от мгновенной орбиты из-за свободных радиальных колебаний для ускорителя с прямолинейными промежутками, исходя из уравнений, полученных в работе<sup>/4/</sup>, можно записать в виде<sup>/5/</sup>

$$x = A(\theta) \cos [\mu m + \epsilon(\theta) + a]. \quad (1)$$

Здесь  $\theta$  - азимутальная координата, изменяющаяся в данном секторе от 0 до  $\theta_m$ , где  $\theta_m$  - угловой раствор сектора;  $\mu$  - характеристический показатель, определяемый соотношением:

$$\cos \mu = \cos \left( \sqrt{1-n} \cdot \frac{\pi}{2} \right) - \frac{\ell \sqrt{1-n}}{2R} \sin \left( \sqrt{1-n} \cdot \frac{\pi}{2} \right). \quad (2)$$

В уравнении (2)  $R$  - радиус мгновенной орбиты,  $n$  - показатель магнитного поля,  $\ell$  - длина прямолинейного промежутка. Величины  $A(\theta)$  и  $\epsilon(\theta)$  являются действительными периодическими функциями  $\theta$ ;  $a$  - некоторая начальная фаза колебаний.

В работе<sup>/8/</sup> показано, что для синхрофазотрона на 10 Бэв, хорошо выполняется соотношение

$$\mu m + \epsilon(\theta) = \chi Q, \quad (3)$$

где  $\chi = \sqrt{1-n} \left( 1 + \frac{\ell}{\pi R} \right)$ ,  $Q = \frac{s}{R(1+2/\pi R)}$ ,  $s$  - текущая длина вдоль мгновенной орбиты. С учетом этих соотношений уравнение (1) можно записать в виде

$$x = A \cos (\chi Q + a). \quad (4)$$

Для наглядности при рассмотрении соударения пучка с мишенью мы будем пользоваться, несущественно уменьшая точность результатов, формулой (4). Нас будет интересовать отклонение от мгновенной орбиты на одном и том же азимуте, поэтому  $A$  можно считать величиной постоянной.

Найдем глубину заброса в направлении радиуса на мишень для частицы с амплитудой свободных радиальных колебаний  $A$ , находящейся на азимуте мишени в произвольной фазе  $a$ . Для определенности будем считать, что мишень расположена на радиусе, меньшем чем центральный, и ее размер по вертикали превышает вертикальный размер пучка. Совершив  $k$  оборотов частица будет находиться от мишени по радиусу на некотором расстоянии  $\rho$ , которое определяется соотношением

$$\rho = A [\cos (\chi 2\pi k + a) + 1] - ak, \quad (5)$$

где  $k$  отсчитывается от момента, когда частица с  $a = \pi$  подойдет вплотную к мишени.

Попадание частицы на мишень произойдет в том случае, если на обороте номера  $k$  выполнится условие  $\rho \leq 0$ . Из выражения (5) видно, что для каждого номера  $k$  существует область начальных фаз, которая удовлетворяет условию попадания на мишень на этом обороте. Независимо от амплитуды  $A$ , каждому обороту  $k$  соответствует начальная фаза  $a_k$ , для которой выполняется равенство  $1 + \cos (2\pi k \chi + a_k) = 0$ . Для

этой фазы на обороте номера  $k$  заброс на мишень в направлении радиуса достигает наибольшей величины

$$\rho_m = -ak. \quad (6)$$

Разложим (5) в ряд Тейлора в окрестности  $a_k$  :

$$\rho = A \Delta^2 / 2 - ak. \quad (7)$$

Выражение (7) определяет глубину заброса на мишень для частиц с начальной фазой, отличающейся от  $a_k$  на величину  $\Delta \ll 1$ . Отсюда можно определить границы полосы фаз, попадающих на мишень на обороте  $k$  :

$$\Delta_m = \pm \sqrt{\frac{2ak}{A}}. \quad (8)$$

Как следует из (8), полоса тем уже, чем больше амплитуда колебаний и чем меньше радиальная скорость смещения мгновенной орбиты. Для иллюстрации на рис. 1 приведен график, показывающий глубину радиального заброса на мишень, расположенную в области  $n = 0,65$ , для различных начальных фаз при амплитуде радиальных колебаний 1 см в случае "естественного" сворачивания. Цифры, указанные на кривых, обозначают номер оборота, на котором происходит попадание на мишень. Часть кривых, изображенная пунктиром, соответствует области фаз, попавшей на мишень на предыдущих оборотах.

Используя график (рис. 1), можно определить функцию распределения частиц по глубине мишени в направлении радиуса  $F(\rho) = \frac{\Delta N}{\Delta \rho}$ ; где  $\Delta N$  - число частиц, попадающих в интервал  $\Delta \rho$  на глубине  $\rho$ .

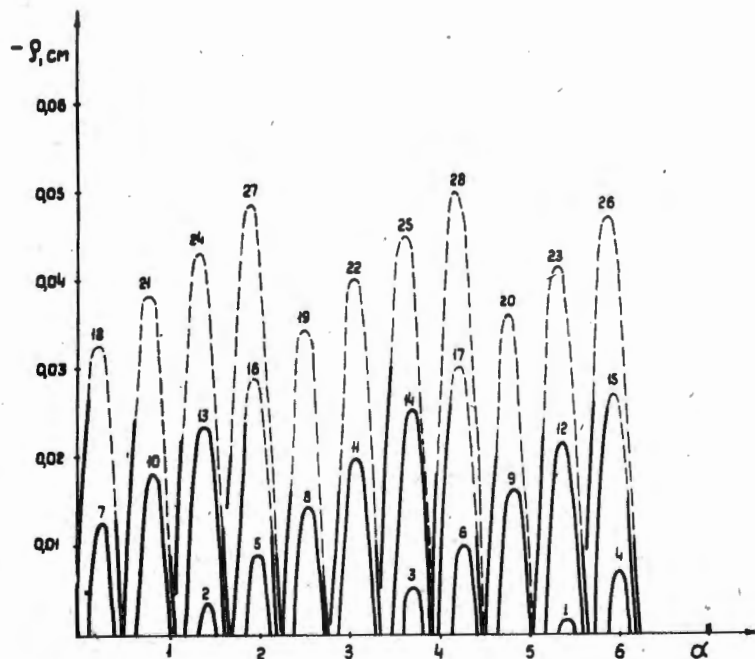


Рис. 1. Глубина радиального заброса на мишень для частиц с различными начальными фазами свободных радиальных колебаний и  $A = 1$  см в случае "естественного" сворачивания пучка. Цифры соответствуют номеру оборота, на котором происходит попадание на мишень.

Прежде чем вычислять величину  $\Delta N$ , определим число частиц  $\Delta n$ , попадающих в интервал  $\Delta \rho$  на обороте  $k$ . Число частиц, попадающих в интервал от  $\rho$  до  $\rho + d\rho$ , определяется соотношением

$$dn = N f(\rho) d\rho. \quad (9)$$

Здесь  $f(\rho)$  — функция распределения по глубине мишени для частиц, попадающих на нее на данном обороте  $k$ ;  $N$  — суммарное число частиц. С другой стороны, предполагая распределение частиц по фазам равномерным и считая, что  $N = \int_0^{2\pi} \text{Const} \cdot da = 1$ , можно записать

$$dn = \frac{|da|}{2\pi}. \quad (10)$$

Из сопоставления (9) и (10) следует

$$f(\rho) = \frac{1}{2\pi} \left| \frac{da}{d\rho} \right|. \quad (11)$$

Подставляя в (11) значение  $\frac{da}{d\rho}$ , определенное из (7), и учитывая двузначность этой функции, получим

$$f(\rho) = \frac{2}{2\pi\sqrt{2A(\rho + ak)}} \quad (12)$$

Теперь можно вычислить число частиц, попавших в интервал  $\Delta \rho$  на обороте  $k$ :

$$\Delta n = \int_{\rho}^{\rho+\Delta\rho} f(\rho) d\rho = \frac{2}{\pi\sqrt{2A}} (\sqrt{\rho + \Delta\rho + ak} - \sqrt{\rho + ak}). \quad (13)$$

Произведя суммирование по всем оборотам, на которых происходит попадание частиц с амплитудой  $A$  на мишень, получим:

$$\Delta N = \frac{2}{\pi\sqrt{2A}} \sum_k (\sqrt{\rho + \Delta\rho + ak} - \sqrt{\rho + ak}). \quad (14)$$

Для вычисления  $F(\rho)$  удобно выбрать интервал  $\Delta \rho = a$ , тогда

$$F(\rho) = \frac{2}{\pi\sqrt{2A \cdot a}} \sum_k (\sqrt{\rho/a + 1 + k} - \sqrt{\rho/a + k}). \quad (15)$$

При вычислении  $F(\rho)$  по формуле (15) необходимо пользоваться графиком, подобным изображенному на рис. 1, который позволяет определить, происходит ли на данном обороте  $k$  попадание частиц в интервал  $\Delta \rho = a$ , расположенный на глубине  $\rho$ . В частности, следует учесть, попадают ли в этот интервал полностью обе ветви функции (7). На рис. 2 показаны полученные таким образом функции распределения  $F(\rho)$  по глубине мишени в направлении радиуса для частиц с различными амплитудами свободных радиальных колебаний для  $n = 0,66$ . Видно, что глубина заброса на мишень сильно зависит от амплитуды колебаний  $A$ . Действительно, как следует из формулы (8), при заданной скорости  $a$ , увеличение  $A$  приводит к уменьшению числа частиц, соударяющихся с мишенью на каждом обороте. Расчет показывает, что если при  $A = 1$  см попадание всех частиц на мишень, расположенную в области  $n = 0,66$ , происходит за 28 оборотов, то при  $A = 6$  см число оборотов увеличивается до 82.

Другим фактором, определяющим глубину заброса на мишень, является величина  $n$ . При выводе пучков мишени обычно располагаются в области магнитного поля синхрофазотрона, где  $n$  изменяется от 0,6 до 0,75. На рис. 3 показаны функции распределения для

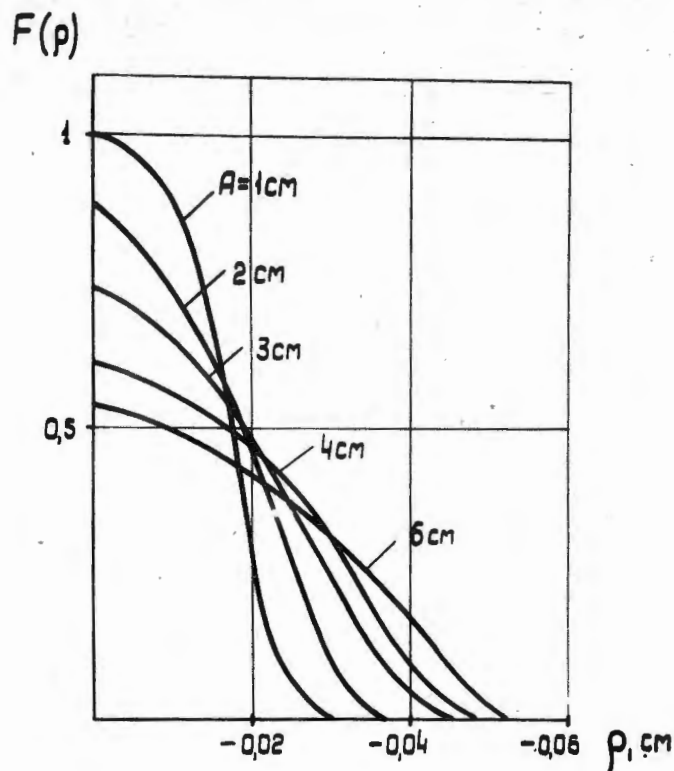


Рис. 2. Функции распределения по глубине мишени для частиц с различными амплитудами свободных радиальных колебаний в случае "естественного" сворачивания при  $n = 0,66$ .

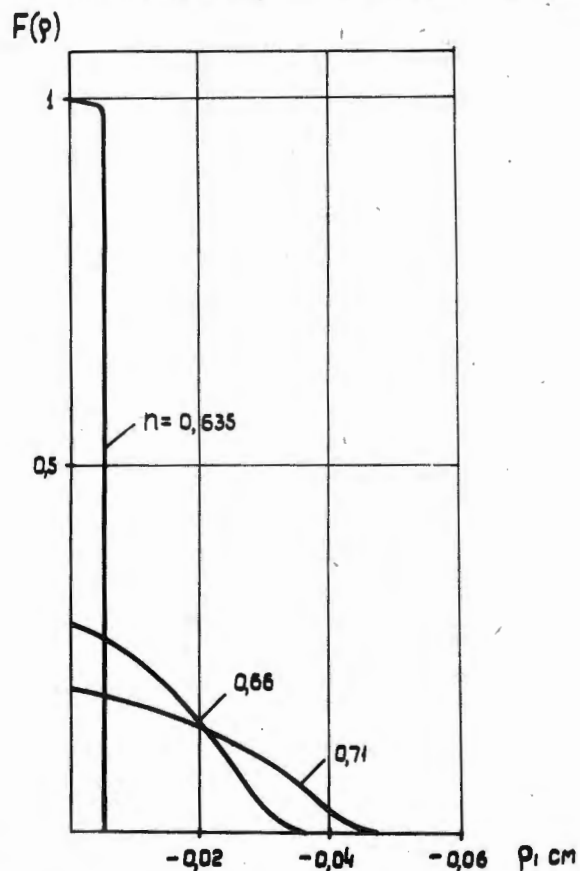


Рис. 3. Функции распределения по глубине мишени для частиц с амплитудой свободных радиальных колебаний 2 см при различных  $n$  в случае "естественного" сворачивания.



частиц с  $A = 2$  см, попадающих на мишень при различных  $n$ . Изменение глубины заброса для разных значений  $n$  объясняется изменением соотношения между частотой обращения и частотой свободных радиальных колебаний. Представляет интерес случай  $n = 0,635$ , когда период радиальных колебаний составляет 1,5 оборота. В этом случае частица возвращается на азимут мишени в той же фазе через 3 оборота. По формулам (7) и (8) легко определить, что глубина заброса на мишень будет составлять  $3a$ .

Как показано в работе <sup>17/</sup>, ускоренный в синхрофазотроне на 10 Бэв пучок содержит частицы с амплитудами радиальных колебаний от 0 до 7 см; радиальный разброс мгновенных орбит к концу ускорения составляет  $\pm 2$  см. На рис. 4 показано суммарное распределение частиц по глубине мишени, расположенной в области  $n = 0,66$ , при "естественном" сворачивании на нее ускоренного пучка. Кривая рис. 4 получена численным интегрированием с учетом функций  $F(\rho)$  для различных амплитуд радиальных колебаний и распределения частиц по амплитудам свободных радиальных колебаний, приведенного в работе <sup>17/</sup>. Распределение частиц по амплитудам свободных радиальных колебаний можно считать одинаковым для всех мгновенных орбит. Поэтому при соударении с мишенью частиц, колеблющихся около разных мгновенных орбит, характер распределения по глубине мишени подобен изображенному на рис. 4.

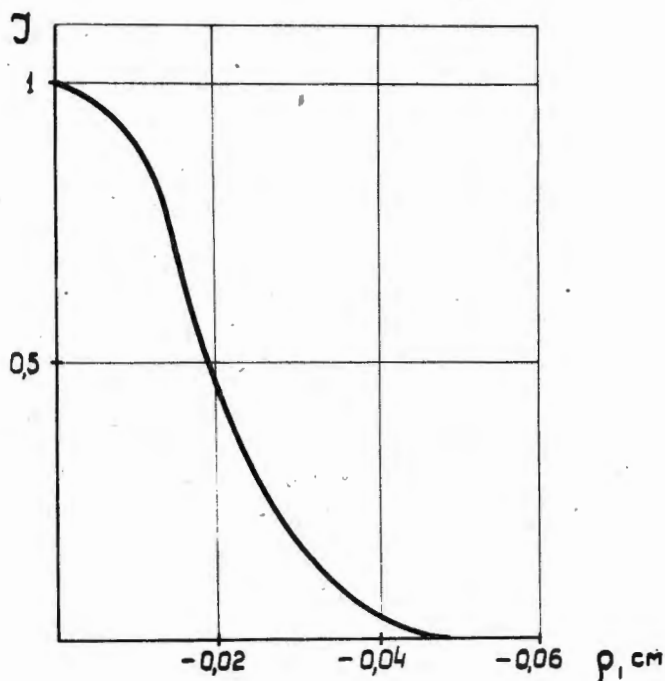


Рис. 4. Относительное распределение интенсивности  $I$  частиц по мишени в направлении радиуса в случае "естественного" сворачивания ускоренного пучка при  $n = 0,66$ .

Для экспериментальной проверки полученных результатов внутри камеры ускорителя была облучена мишень из платины. После выключения ускоряющего напряжения пучок сворачивался на мишень, расположенную на радиусе, меньшем чем центральный в области,

где  $n = 0,66$ . Толщина мишени в направлении пучка составляла 7 см, поэтому частица после единичного прохождения забрасывалась на стенку камеры. Чтобы избежать прохождения неполной толщины мишени, она выставлялась по касательной к равновесной орбите с точностью до  $10'$ . Угол наклона к равновесной орбите определялся с помощью фотоэмульсии, укрепленной на мишени вдоль направления движения пучка параллельно ее плоскости, обращенной к центральному радиусу синхрофазотрона. По вертикали размер мишени превышал размер пучка. Регистрация глубины заброса производилась с помощью фотоэмульсии, прикрепленной к мишени в плоскости, перпендикулярной движению пучка. Измерения показали, что заброс на мишень в радиальном направлении составляет около 0,5 мм. Сопоставление этого результата с кривой рис. 4 показывает, что расчет хорошо отражает истинную картину.

Таким образом, при "естественном" сворачивании ускоренных частиц на мишень, вертикальный размер который превышает размер пучка по вертикали, глубина заброса составляет доли мм. При ограниченном по высоте размере мишени вероятность соударения частицы с ней уменьшается, и радиальный заброс может значительно возрасти.

### 3. Взаимодействие частиц с мишенью в процессе ускорения

Вывод пучка на мишень в процессе ускорения производится либо за счет смещения равновесной орбиты в сторону мишени путем изменения частоты ускоряющего напряжения, либо за счет создания нарастающего во времени искажения формы равновесной орбиты, при котором пучок на азимуте мишени смещается в ее сторону. В обоих случаях скорость смещения равновесной орбиты в направлении радиуса  $a$  выбирается такой, чтобы обеспечить нужное время соударения пучка с мишенью.

При анализе взаимодействия частиц с мишенью в процессе ускорения необходимо кроме свободных радиальных колебаний учитывать радиально-фазовое движение частиц. В работе <sup>17/</sup> показано, что фазовая протяженность сгустка в конце ускорения в синхрофазотроне на 10 Бэв составляет около  $130^\circ$ . Поэтому при рассмотрении радиально-фазового движения можно пользоваться решением линеаризованного фазового уравнения в виде:

$$r = B \cos(\Omega t + \delta). \quad (16)$$

Здесь  $B$  и  $\Omega$  — соответственно амплитуда и частота радиально-фазовых колебаний,  $\delta$  — некоторая начальная фаза,  $t$  — время. Переходя от времени к числу оборотов  $k$  и принимая во внимание, что для синхрофазотрона на 10 Бэв в конце ускорения  $\Omega = 4,7 \cdot 10^3$  рад/сек, а период обращения частиц составляет 0,7 мксек, запишем (16) в виде:

$$r = B \cos(3,3 \cdot 10^{-3} k + \delta). \quad (17)$$

Частица с амплитудой свободных колебаний  $A$  и амплитудой радиально-фазовых колебаний  $B$ , совершившая  $k$  оборотов, будет находиться от мишени по радиусу на расстоянии

$$\rho = A[\cos(\chi 2\pi k + a) + 1] + B[\cos(3,3 \cdot 10^{-3} k + \delta) + 1] - ak. \quad (18)$$

Отсчет  $k$  производится от  $k = 0$ , при котором частица с  $a = \pi$  и  $\delta = \pi$  подойдет вплотную к мишени ( $\rho = 0$ ). Частицы с произвольной начальной фазой  $\delta$  начнут попа-

дать на мишень при  $k = k_0$ . Поскольку всегда найдется такое значение  $\alpha_0$ , для которого на этом обороте выполняется условие

$$\cos(\chi 2\pi k_0 + \alpha) + 1 = 0 \quad (19)$$

значение  $k_0$  определяется следующим трансцендентным уравнением

$$B[\cos(3,3 \cdot 10^{-3} k_0 + \delta) + 1] - a k_0 = 0. \quad (20)$$

В общем случае значение  $k_0$ , определенное из (20), может оказаться нецелым, тогда для частиц с начальной фазой  $\delta$ , удобно рассматривать процесс соударения с мишенью, начиная с ближайшего целого номера  $\tilde{k}_0$ , большего  $k_0$ . Введем  $k = \tilde{k}_0 + \eta$  и запишем (18) в виде:

$$\rho = A[1 + \cos(2\pi\chi\eta + \gamma)] + B[1 + \cos(3,3 \cdot 10^{-3}\eta + \beta)] - a(\tilde{k}_0 + \eta), \quad (21)$$

где  $\gamma = 2\pi\chi\tilde{k}_0 + \alpha$  и  $\beta = 3,3 \cdot 10^{-3}\tilde{k}_0 + \delta$  - соответственно фазы свободных и радиально-фазовых колебаний на  $\tilde{k}_0$ -ом обороте. Разложим второй член уравнения (21) в ряд Тейлора в окрестности  $\beta$ . Тогда (21) запишется:

$$\rho = A[1 + \cos(2\pi\chi\eta + \gamma)] + c + b\eta. \quad (22)$$

Здесь

$$b = a + B \cdot 3,3 \cdot 10^{-3} \sin \beta \quad (23)$$

$$c = B(1 + \cos \beta) - a\tilde{k}_0. \quad (24)$$

Величина  $b$  означает фактическую скорость движения мгновенной орбиты для частицы с начальной фазой  $\delta$  при подходе ее к мишени. Величина  $c$  соответствует максимальному забросу на мишень частиц с фазой  $\delta$  на обороте  $\tilde{k}_0$ .

В уравнении (23) мы пренебрегли квадратичным членом. Этим мы несколько завысили скорость смещения орбиты для частиц, попадающих на мишень при малых значениях  $\sin \beta$ . Поскольку в дальнейшем нас будет интересовать максимальный заброс на мишень, а следовательно, максимальные величины  $b$ , соответствующие большим  $\sin \beta$ , такое допущение для наших целей является вполне приемлемым.

Уравнение (22) подобно уравнению (5), поэтому механизм соударения частиц с мишенью в процессе ускорения такой же, как при "естественном" сворачивании. Глубина заброса на мишень определяется величиной  $\eta$ , амплитудой свободных радиальных колебаний и скоростью смещения мгновенной орбиты. Разница состоит в том, что из-за радиально-фазового движения скорость смещения мгновенной орбиты при подходе частиц к мишени может возрастать или уменьшаться в зависимости от значения начальной фазы  $\delta$  и амплитуды радиально-фазовых колебаний  $B$ . При различных скоростях  $a$  радиально-фазовое движение будет в разной степени влиять на процесс взаимодействия ускоренного пучка с мишенью. Рассмотрим подробнее как происходит соударение пучка с мишенью при различных значениях скорости  $a$ , наиболее интересных для практики.

1) Получение растянутых во времени импульсов вторичных частиц длительностью ~ 200 мсек осуществляется путем смещения равновесной орбиты со скоростью  $a$ , приблизительно равной  $3,5 \cdot 10^{-5}$  см/оборот. Расчет, произведенный по формулам (19) и (23), показы-

вает, что в этом случае для частиц с различными  $B$  и  $\delta$  величина скорости смещения мгновенной орбиты  $b$  изменяется от  $3,5 \cdot 10^{-5}$  см/оборот до  $1,7 \cdot 10^{-3}$  см/оборот. Наибольшая величина  $b$  соответствует частицам с максимальной амплитудой радиально-фазовых колебаний, наименьшая - равновесным частицам. Таким образом, при малых  $a$  процесс соударения частиц с мишенью определяется в основном радиально-фазовым движением. Поскольку максимальная скорость смещения мгновенной орбиты приблизительно такая же, как при "естественном" выводе, наибольшая глубина заброса в обоих случаях будет одинакова. Однако распределение частиц по глубине мишени для вывода в процессе ускорения будет отличаться от изображенного на рис. 4, так как скорости  $b$  у разных мгновенных орбит различны.

2) При скоростях  $a$ , равных приблизительно  $1,4 \cdot 10^{-2}$  см/оборот, соударение пучка с мишенью происходит в течение 500 мксек.

На рис. 5 показаны функции распределения частиц  $F(\rho)$  по глубине мишени, расположенной в области  $\eta = 0,86$ , для максимальной амплитуды радиально-фазовых колебаний,

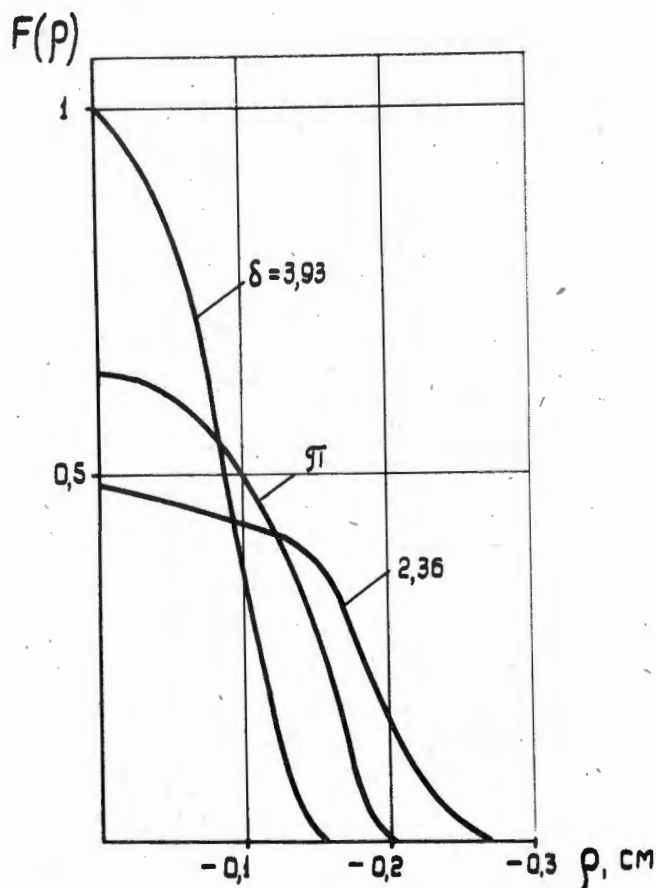


Рис. 5. Функции распределения интенсивности по глубине мишени в случае вывода пучка на мишень в процессе ускорения для частиц с амплитудой свободных радиальных колебаний  $A = 7$  см и амплитудой радиально-фазовых колебаний  $B = 2$  см при различных значениях начальных фаз радиально-фазовых колебаний.

равной 2 см, и различных значений начальных фаз  $\delta$ . Функции  $F(\rho)$  определены из уравнения (22) так же, как в разобранным выше случае "естественного" сворачивания.

Из рис. 5 следует, что радиально-фазовое движение существенным образом влияет на распределение частиц по глубине мишени, и максимальная глубина заброса зависит от значения начальной фазы  $\delta$ .

3) При очень больших скоростях  $v$ , когда пучок попадает на мишень в течение нескольких десятков оборотов, радиально-фазовое движение можно не учитывать. Глубина заброса на мишень описывается в этом случае уравнением (5). На рис. 6 показаны вычисленные по этой формуле кривые заброса на мишень для частиц с различными амплитудами свободных колебаний при  $v = 0,7$  см/оборот. Как следует из рис. 6, глубина заброса,  $z$

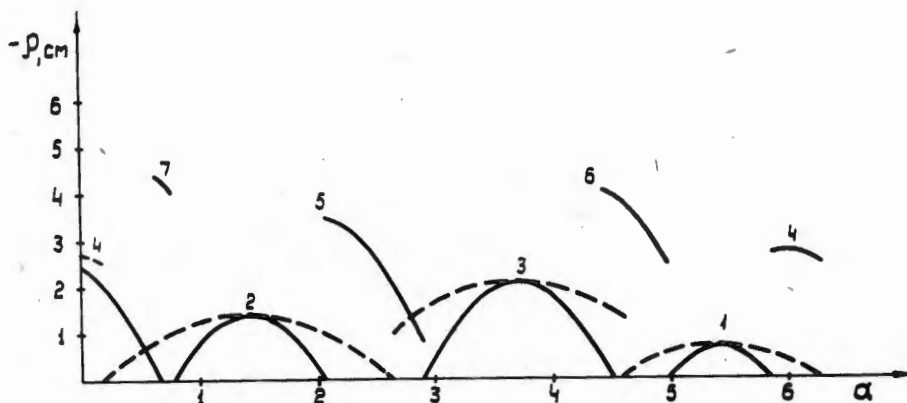


Рис. 6. Глубина радиального заброса на мишень в зависимости от начальных фаз и амплитуд свободных колебаний при больших скоростях смещения пучка. Сплошные линии соответствуют  $A = 7$  см, пунктирные  $A = 2$  см. Цифрами обозначен номер оборота, на котором происходит попадание на мишень.

отличие от случаев, рассмотренных ранее, достигает нескольких см. Поскольку на практике часто приходится ограничивать радиальный размер мишени, возникает опасность, что при больших  $v$  часть частиц промахнется мимо нее. Как показывает расчет, при  $v = 0,7$  см/оборот и радиальном размере мишени 1 см около 20% частиц с большими амплитудами радиальных колебаний не попадут на мишень. При дальнейшем сокращении радиальных размеров вероятность обхода значительно возрастает и эффективность соударения пучка с мишенью уменьшается. С другой стороны, возрастает длительность соударения пучка с мишенью. Отсюда видно, что при малых размерах мишени бессмысленно делать очень большие скорости  $v$ . Как следует из расчетов, произведенных по формуле (5), при радиальном размере мишеней, меньшем 1 см, существует оптимальная скорость  $v$ , при которой пучок полностью попадает на мишень за минимальное число оборотов. При расположении мишеней в области магнитного поля, где  $n$  изменяется от 0,6 до 0,75, численное значение величины  $v$  должно быть приблизительно в 15 раз меньше размера мишени по радиусу. Если одновременно с радиальным ограничен вертикальный размер мишени, на величину  $v$  накладываются еще более жесткие ограничения.

#### 4. Устранение влияния перекосов мишени относительно равновесной орбиты.

Выше было показано, что для толстых мишеней при малых скоростях смещения мгновенной орбиты глубина заброса составляет доли мм. Если размер мишени в направлении движения пучка достаточно велик, всегда имеет место некоторый перекося мишени относительно равновесной орбиты. Эти два обстоятельства могут привести к тому, что часть частиц пройдет неполную толщину мишени, и эффективность взаимодействия пучка с мишенью уменьшится. При расположении мишени на радиусе меньшем, чем центральный, влияние перекосов можно устранить, если к краю мишени прикрепить пластинку из легкого вещества (в дальнейшем именуемую "флажком"), выступающую по радиусу за мишень по направлению к пучку. В этом случае частица прежде чем попасть на мишень взаимодействует с "флажком". При каждом прохождении "флажка" частица теряет энергию  $\Delta E$  и ее мгновенная орбита приближается к мишени по радиусу на расстояние  $\Delta \rho$ , определяемое соотношением:

$$\Delta \rho = \frac{R \cdot \Delta E}{(1 - \beta) \beta^2 E} \quad (25)$$

Здесь  $R$  - радиус мгновенной орбиты,  $\beta$  - отношение скорости частицы к скорости света,  $E$  - полная энергия частицы.

Если перед первым прохождением расстояние от мгновенной орбиты до "флажка" составляло  $S_0$ , то после  $N$ -го прохождения оно сократится до  $S_N = S_0 - N \Delta \rho$ . Заброс на "флажок" после  $N$ -го прохождения выражается формулой

$$y_{N+1} = A_N \cos(\chi 2\pi k + \alpha_N) + S_N - ak, \quad (26)$$

где  $k$  - число оборотов, которое частица совершает в промежутке между прохождениями,

$A_N$  и  $\alpha_N$  - соответственно амплитуда и фаза свободных радиальных колебаний после  $N$ -го прохождения, которые определяются величиной  $S_N$ , углом многократного рассеяния во "флажке"  $\gamma$  и забросом на "флажок" перед этим прохождением

$$A_N = \sqrt{(S_N + y_N)^2 + \left(\frac{R y_N}{\chi}\right)^2}; \quad \operatorname{tg} \alpha_N = \frac{R y_N}{\chi \cdot S_N} \quad (27)$$

После  $N$ -го прохождения "флажка" частицы имеют разброс по углам  $\Delta \gamma$  и выходят с различной глубины  $y_N$ . Это приводит к тому, что при  $(N+1)$ -ом прохождении частицы попадают в некоторую область  $\Delta y_N$  по глубине "флажка". Радиальный размер "флажка" должен превышать величину  $\Delta y_N$ , независимо от номера  $N$ .

С увеличением числа прохождений амплитуда  $A_N$  уменьшается, так как мгновенная орбита приближается к мишени. Спустя  $N_0$  прохождений, равное  $S_0 / \Delta \rho$ , она подойдет вплотную к "флажку". Толщина "флажка" выбирается такой, чтобы после следующего прохождения частица попала непосредственно на мишень. Видоизменив запись уравнения (4), произведем оценку максимальной глубины заброса частиц на мишень  $r$  и радиального размера пучка на мишени  $\Delta r$ . Нетрудно понять, что максимальный заброс на мишень будет у частиц, вылетающих вблизи края "флажка" и имеющих наибольший угол рассеяния  $\gamma_m$ , если их мгновенная орбита подошла вплотную к "флажку". Тогда для  $r$  и  $\Delta r$  получим следующие выражения:

$$r = \Delta \rho \cos 2\pi \chi + \frac{R \gamma_m}{\chi} \sin 2\pi \chi \quad (28)$$

$$\Delta r = \Delta y_{N_0} \cos 2\pi\chi + \frac{\Delta y_{N_0} R}{\chi} \sin 2\pi\chi. \quad (29)$$

Отсчет  $r$  здесь производится от края "флажка". Из (29) следует, что для уменьшения размера пучка на мишени "флажок" выгоднее делать из материала с небольшим атомным номером, так как при толщине, обеспечивающей необходимый скачок  $\Delta\rho$ , в случае легкого вещества многократное рассеяние будет действовать слабее.

На рис. 7 приведены кривые относительного распределения интенсивности в направлении радиуса по "флажку" и мишени, полученные экспериментально. Измерение распределения интенсивности производилось либо с помощью фотоэмульсии, прикрепленной к мишени в плоскости, перпендикулярной движению пучка, либо путем измерения количества ядер  $C^{11}$ , образованных в толще мишени в результате реакции  $C^{12}(p, pn)C^{11}$ . В последнем случае мишень набиралась из тонких полосок полистирола с терфенилом, прилегающих друг к другу в направлении радиуса. Измерение наведенной активности в каждой полоске производилось с помощью методики, описанной в работе<sup>18/</sup>. Результаты, полученные тем и другим способами, хорошо совпали. Из рис. 7 видно, что при увеличении толщины "флажка" (от 1 мм до 1,5 мм), глубина заброса на него уменьшается, но возрастает глубина заброса и раз-

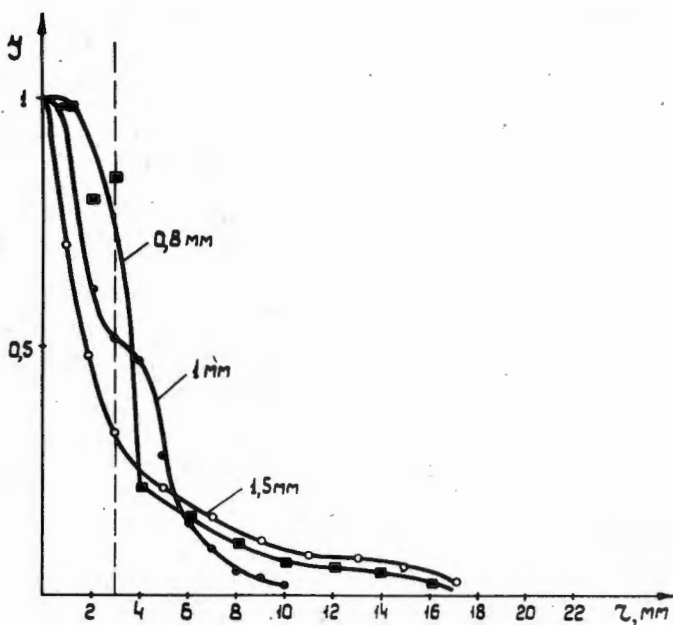


Рис. 7. Кривые относительного распределения интенсивности  $I$  по мишени в направлении радиуса в зависимости от толщины "флажка". Толщина указана на рисунке цифрами. Отсчет  $r$  производится от края "флажка". Пунктирной линией обозначена граница "флажка". Материал "флажка" - алюминий.

мер пучка на мишени. С другой стороны, при малой толщине "флажка" (0,8 мм) заброс на мишень настолько мал, что большая часть частиц попадает близко к ее краю. Эти частицы проходят неполную толщину мишени, и часть из них вновь возвращается на мишень. В результате, из-за энергетического и углового разброса этих частиц, размер пучка на мишени сильно возрастает. Экспериментальные кривые хорошо согласуются с численными расчетами,

произведенными по формулам (28) - (29). При этом предполагалось, что частица, прошедшая "флажок", отклоняется на угол, равный среднему углу многократного рассеяния. Оптимальная толщина "флажков", применяемых в синхрофазотроне на 10 Бэв, составляет 0,3-0,4 г/см<sup>2</sup> алюминия или углерода. Размер "флажка" по радиусу не превышает обычно 4 мм. Такой размер значительно больше глубины заброса на "флажок" и позволяет устранять влияние перекоса мишени в несколько градусов, что вполне приемлемо для практических целей. Увеличение радиального размера "флажка" нежелательно, так как это приводит к необходимости увеличивать его толщину.

При расположении толстых мишеней на внешнем радиусе применять "флажки" нецелесообразно. Однако в этом случае частица, прошедшая небольшую толщину мишени, может провзаимодействовать с ней многократно. Это приводит к увеличению эффективности взаимодействия пучка с мишенью.

В заключение автор пользуется случаем, чтобы выразить глубокую благодарность А.Б.Кузнецову и Н.Б.Рубину за очень полезные обсуждения, а также В.А.Никитину и В.А.Свиридову, совместно с которыми были выполнены некоторые из упоминавшихся в статье экспериментов.

#### Л и т е р а т у р а

1. Г.С.Казанский, А.И.Михайлов, К.П.Мызников, А.П.Царенков. Препринт ОИЯИ, Р-849, 1961.
2. Н.К.Ticho, *Proceedings International Conference on High-Energy Accelerators and Instrumentation* p. 387, CERN, 1959.
3. D.C.Rahm, *Rev. Scient. Instr.*, 1961, 32, 1116.
4. А.М.Балдин, В.В.Михайлов, М.С.Рабинович. *ЖЭТФ*, 1956, 31, 993.
5. В.И.Котов, А.Б.Кузнецов, Н.Б.Рубин. *УФН*, 1958, 64, 197.
6. Н.Б.Рубин. Кандидатская диссертация. ОИЯИ, 1961, Дубна.
7. А.Б.Кузнецов, К.П.Мызников. *Атомная энергия*, 1962, 12, 373.
8. И.Б.Иссинский, К.П.Мызников. *ПТЭ*, № 2, 16, 1962.

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 июля 1962 года.