

1224

V

18  
188



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И.Б.Иссинский, А.Д.Кириллов, К.П.Мызников

1224

МНОГОКРАТНОЕ ПРОХОЖДЕНИЕ УСКОРЕННЫХ ЧАСТИЦ  
ЧЕРЕЗ МИШЕНЬ В СИНХРОФАЗОТРОНЕ

Дубна 1963 г.

И.Б.Иссинский, А.Д.Кириллов, К.П.Мызников

1224

МНОГОКРАТНОЕ ПРОХОЖДЕНИЕ УСКОРЕННЫХ ЧАСТИЦ  
ЧЕРЕЗ МИШЕНЬ В СИНХРОФАЗОТРОНЕ

Дубна 1963 г.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
БИБЛИОТЕКА

1832/2 чф.

Обычный прием, который применяется в синхрофазотронах для осуществления многократного прохождения ускоренных частиц через тонкие мишени, состоит в том, что пучок частиц в процессе ускорения перемещается к краю рабочей области и попадает на расположенную там фольгу<sup>/1,2/</sup>. Толщина фольги выбирается такой, чтобы частица при единичном прохождении ее толщины теряла энергию значительно меньшую, чем прирост энергии за оборот. Тогда за счет действия автофазировки она удерживается в области фазовой устойчивости и, продолжая ускоряться, многократно проходит толщину фольги. В синхрофазотроне на 10 Бэв указанное условие выполняется при толщине фольги в несколько микрон, поэтому для того, чтобы пройти большую суммарную толщину вещества, частица должна взаимодействовать с фольгой длительное время. В силу этого, данный метод можно применять только при проведении экспериментов, в которых не накладывается ограничений на величину разброса вторичных частиц по импульсам. Но даже и при длительном взаимодействии суммарная толщина вещества, проходимая частицей, не превышает 1-2 г/см<sup>2</sup>. Так, например, по данным работы<sup>/3/</sup>, при облучении пленки (CH<sub>2</sub>)<sub>n</sub> толщиной 2 мк в течение 0,2 сек эффективная толщина, пройденная каждой частицей, составила ~ 1,5 см. Увеличение толщины фольги приводит к интенсивной раскачке фазовых колебаний и быстрому выходу частиц из области фазовой устойчивости, что снижает эффективность соударения пучка с мишенью.

В настоящей статье будет рассмотрен другой способ, позволяющий осуществить многократное прохождение частиц через тонкие мишени за более короткое время. А эффективная суммарная толщина вещества, проходимая частицей, может достигать ~ 20 г/см<sup>2</sup>. В этом случае вывод пучка на мишень производится за счет "естественного" сворачивания пучка после прекращения ускорения. Тонкая мишень располагается у наружного края рабочей области, поэтому выключение ускоряющего поля производится после инвертирования при спадающем магнитном поле. Радиусы мгновенных орбит, около которых совершаются свободные радиальные колебания, при этом возрастают, и пучок смещается в сторону мишени со скоростью  $v$ , составляющей ~  $1,8 \cdot 10^{-3}$  см/оборот. Частица с амплитудой свободных колебаний  $a$  первый раз соударится с мишенью, когда мгновенная орбита приблизится к ней на расстояние  $s_0 \leq a$ . После прохождения толщины мишени ( $\tau$ ) частица теряет на ионизацию энергию  $\Delta E$ , в результате чего радиус ее мгновенной орбиты уменьшится на величину  $\Delta \rho$ , определяемую соотношением

$$\Delta \rho = \frac{R \Delta E}{(1-n) \beta^2 E}, \quad /1/$$

где  $R$  - радиус мгновенной орбиты,

$E$  - полная энергия частиц,

$n$  - показатель магнитного поля,

$\beta$  - отношение скорости частицы к скорости света.

Следующее соударение с мишенью произойдет спустя  $k$  оборотов, когда фаза свободных колебаний станет благоприятной для попадания на мишень. За это время мгновенная орбита вновь приблизится к мишени на величину  $v k$ . Расстояние от мгновенной орбиты до мишени после прохождения номера  $m$  выразится соотношением:

$$s_m = s_0 + m \Delta \rho - v \sum_{i=1}^{m-1} k_i. \quad /2/$$

Число оборотов  $k_i$ , которое частица совершает в промежутке между  $i$  и  $i+1$  прохождением будет изменяться при изменении номера  $i$ . Как было показано в работе <sup>/4/</sup>, при данной скорости смещения мгновенной орбиты оно определяется амплитудой и фазой свободных радиальных колебаний. Последние, в свою очередь, зависят от угла многократного рассеяния частиц в мишени.

Из уравнения /2/ следует, что число прохождений через мишень, которое совершает частица, зависит от соотношения между величинами  $\Delta\rho$  и  $vk_i$ . При большой толщине мишени  $\Delta\rho \gg vk_i$ , поэтому с увеличением числа прохождений мгновенная орбита удаляется от мишени и, наконец, выйдет за пределы рабочей области, где частица будет потеряна. Если мишень расположена на расстоянии  $\Delta R$  от внутреннего края рабочей области, то число прохождений, которое может совершить частица, равно:

$$m = \frac{\Delta R - s_0}{\Delta\rho} \quad /3/$$

Из формул /1/ и /3/ следует, что в этом случае суммарная толщина вещества, проходимая частицей, не будет зависеть от толщины мишени:

$$mr = \frac{\Delta R - s_0}{C} \quad /4/$$

Здесь  $C = \frac{R \frac{dE}{dx}}{(1-n)\beta^2 E}$  - величина постоянная,  
 $\frac{dE}{dx}$  - удельные потери на ионизацию.

При уменьшении толщины мишени величина смещения мгновенной орбиты по направлению к мишени в промежутке между соседними прохождениями ( $vk_i$ ) становится соизмеримой с  $\Delta\rho$ . Это препятствует уходу мгновенной орбиты вовнутрь. В результате число прохождений через мишень возрастает. Оно достигнет максимальной величины при некоторой толщине, когда  $m\Delta\rho$  приблизительно уравнивается величиной  $v \sum_{i=1}^m k_i$ . В этом случае частица будет взаимодействовать с мишенью до тех пор, пока из-за увеличения амплитуды радиальных колебаний она соударится со стенкой камеры или с каким-нибудь другим препятствием. Однако при дальнейшем уменьшении толщины мишени, когда  $vk_i \gg \Delta\rho$ , мгновенная орбита будет смещаться в сторону мишени и число прохождений вновь сократится.

Значение оптимальной толщины определялось экспериментально. Для этого образцы различной толщины, размером 15 см по высоте и 3 см по радиусу, изготовленные из пластмассового синциллятора на основе полистирола, облучались внутри вакуумной камеры синхротрона. До облучения образец находился вне рабочей области у наружной стенки камеры. За 50 мсек до окончания ускорения он с помощью пневматического привода вводился в рабочую область и помещался на расстоянии 10 см от центральной орбиты. После прекращения ускорения пучок сворачивался к наружному краю рабочей области и попадал на образец. Время взаимодействия пучка с мишенью определялось с помощью фотоумножителя, расположенного напротив облучаемого образца. Световой сигнал, возникающий при бомбардировке образца частицами, передавался на катод фотоумножителя с помощью оптической системы <sup>/5/</sup>. Импульс с фотоумножителя фотографировался на экране осциллографа. После облучения образец извлекался из вакуумной камеры, и с помощью методики, описанной в работе <sup>/6/</sup>, измерялась  $\beta$ -активность, наведенная в нем в результате реакции  $C^{12}(p, pn)C^{11}$ . По актив-

ности  $R(t)$ , измеренной спустя время  $t$  после конца облучения, вычислялось эффективное число проходов через образец, которое совершает каждая частица:

$$m = \frac{R(t)}{\rho \sigma \lambda \sum_i \Phi_i e^{-\lambda t_i}}, \quad /5/$$

где  $\rho$  - число атомов углерода на  $\text{см}^2$  в облучаемом образце,

$\sigma$  - величина сечения реакции при энергии облучения,

$\lambda$  - постоянная распада,

$\Phi_i$  - число частиц, попавших на мишень в  $i$ -том импульсе (если облучение производилось несколькими импульсами),

$t_i$  - время от окончания  $i$ -го импульса до начала измерения активности.

Интенсивность ускоряемых частиц  $\Phi_i$  определялась по показаниям сигнальных электродов.

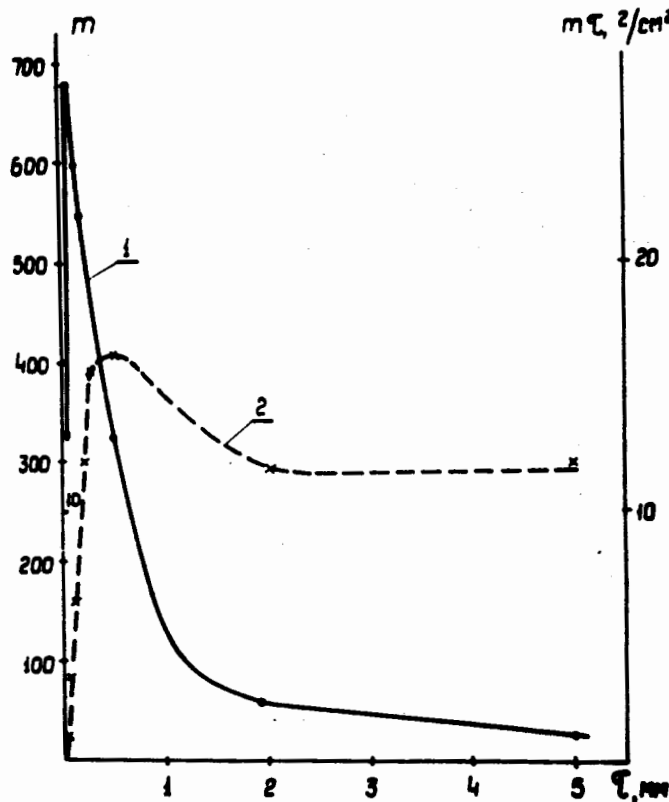


Рис. 1. Зависимость среднего числа проходов (кривая 1) и эффективной суммарной толщины вещества, пройденной частицей (кривая 2), от толщины мишени.

Результаты измерений приведены на рис. 1. Кривая 1 показывает зависимость эффективного числа проходов от толщины мишени. С уменьшением толщины число проходов увеличивается и достигает наибольшей величины при толщине  $0,005 - 0,01 \text{ г/см}^2$ . Соответственно длительность взаимодействия пучка с мишенью возрастает от  $4,5 \text{ мсек}$  при  $0,5 \text{ г/см}^2$  до  $7,5 \text{ мсек}$  при  $0,005 \text{ г/см}^2$ . Эффективная суммарная толщина вещества, проходимая частицей, при толщинах свыше  $0,2 \text{ г/см}^2$  слабо зависит от толщины мишени (кривая 2). Наибольшая величина достигается при толщинах  $0,03 - 0,05 \text{ г/см}^2$  и составляет  $15-16 \text{ г/см}^2$ .

Опытным путем исследовалась также глубина заброса частиц на мишень и распределение частиц на мишени по вертикали. Измерения проводились с помощью счетчика Гейгера-Мюллера,

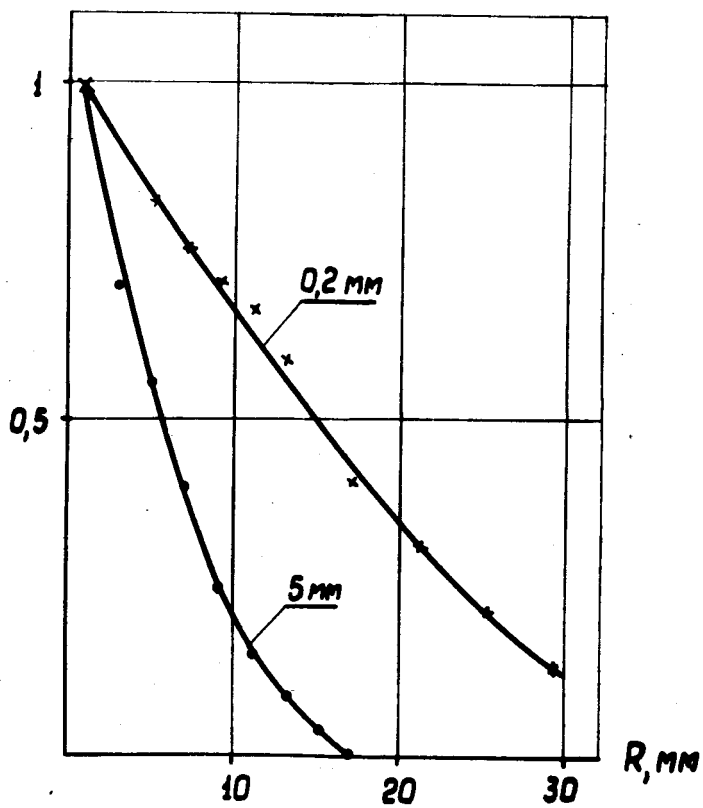


Рис. 2. Относительное распределение интенсивности частиц по глубине мишени при различной толщине мишени.

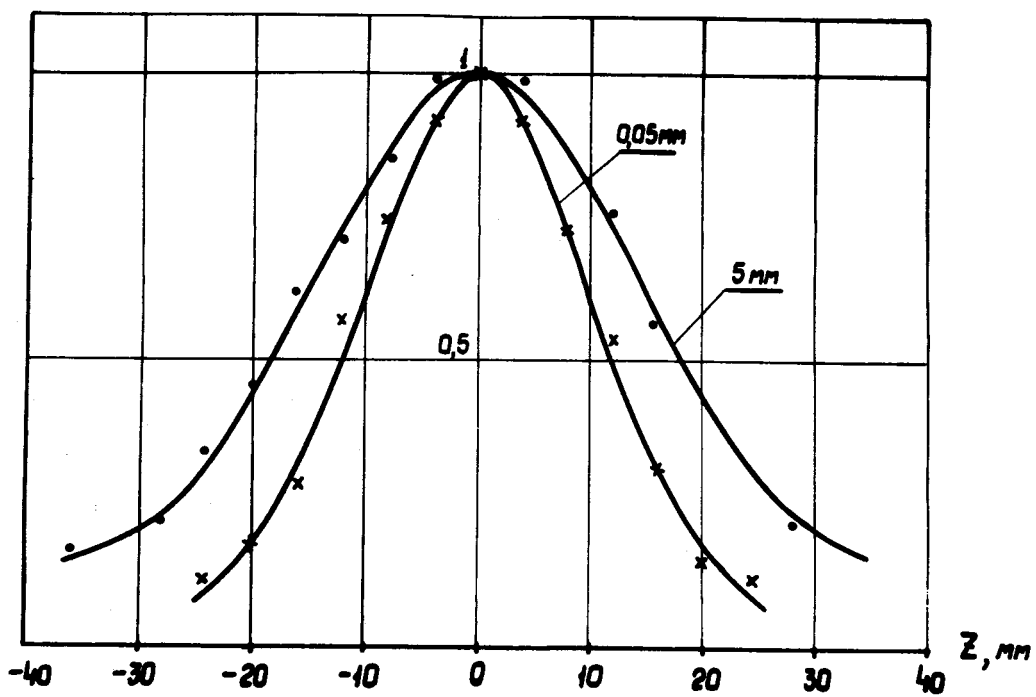


Рис. 3. Относительное распределение интенсивности частиц в направлении вертикального размера мишени при различной толщине мишени.

помещенного внутри контейнера из свинца. В верхней стенке контейнера имелась щель толщиной 1 мм. Активированный образец перемещался в направлении, перпендикулярном щели, с интервалом 2 мм. В каждом положении измерялась скорость счета и число фоновых отсчетов в мин. Измерения проводились в направлении радиального и вертикального размера образца.

Результаты показаны на рис. 2 и рис. 3. Видно, что глубина заброса сильно возрастает при уменьшении толщины мишени. Распределение частиц в вертикальном направлении в меньшей степени зависит от толщины мишени, и, по-видимому, определяется суммарной толщиной вещества, пройденной частицей.

Полученные результаты позволяют выбрать необходимую толщину мишени в соответствии с условиями эксперимента. Для достижения максимальной интенсивности пучков вторичных частиц толщина мишени должна быть близка к оптимальной. Заметим, что величина оптимальной толщины будет зависеть от вертикальных размеров мишени. Если мишень меньше, чем размер пучка по вертикали, вероятность соударения частиц с ней уменьшается и среднее число оборотов между соседними прохождениями будет больше. Поэтому величина оптимальной величины мишени возрастает.

В тех случаях, когда решающее значение имеет малая глубина заброса или малая длительность взаимодействия частиц с мишенью, следует выбирать большую толщину мишени.

#### Л и т е р а т у р а

1. N.E.Booth, G.W.Hutchinson. Nucl. Instr, 1,80, (1957).
2. H.K.Ticho. Proceedings International Conference on High-Energy Accelerators and Instr., p.387, CERN, (1959).
3. В.А.Никитин и др. Препринт ОИЯИ - 1084, 1962, Дубна.
4. К.П.Мызников. Препринт ОИЯИ - 1054, 1962, Дубна.
5. Л.П.Зиновьев, И.Б.Иссинский, К.П.Мызников. Препринт ОИЯИ - 557, 1960, Дубна.
6. И.Б.Иссинский, К.П.Мызников. ПТЭ №2, 16, 1962 г.

Рукопись поступила в издательский отдел  
5 марта 1963 года.