

18
K-89
187

23

+



А.Б. Кузнецов, К.П. Мызников

P - 787

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК
ПУЧКА ПРОТОНОВ,
УСКОРЕННЫХ В СИНХРОФАЗОТРОНЕ
НА 10 БЭВ

*У. Иссл. Энерг., р. С- плазма Phys...,
1962, в. 4, № 6, р. 437-440.*

А.Б. Кузнецов, К.П. Мызников

P - 787

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК
ПУЧКА ПРОТОНОВ,
УСКОРЕННЫХ В СИНХРОФАЗОТРОНЕ
НА 10 БЭВ

Направлено в редакцию журнала
"Атомная энергия"

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

11971
48.

При решении многих вопросов, связанных с выводом пучков частиц из синхрофазотрона, крайне важно знать такие характеристики ускоренного пучка, как размеры в вертикальном и радиальном направлении, распределение частиц по амплитудам свободных колебаний, энергетический разброс, заполнение частицами фазовой области в конце ускорения и т.п. Ниже дано описание методов измерения некоторых из этих характеристик и приведены полученные результаты.

1. Заполнение фазовой области устойчивости в конце ускорения

При данном значении равновесной фазы ϕ_0 размеры области фазовых колебаний определяются двумя крайними точками $-\phi_0 < \phi_1 < \phi_0$ и $\phi_2 > \phi_0$. Связь между этими крайними фазами дается трансцендентным уравнением /1/:

$$\sin \phi_2 - \phi_2 \cos \phi_0 - \sin \phi_1 + \phi_1 \cos \phi_0 = 0. \quad /1/$$

Амплитуда радиальных колебаний, обусловленных фазовым движением частиц, определяется выражением

$$\rho_A = R_0 \sqrt{\frac{eV_0}{\pi K F E \beta^4 (1-n)^2} (\sin \phi_0 - \phi_0 \cos \phi_0 + a)}. \quad /2/$$

Здесь $a = -\sin \phi_1 + \phi_1 \cos \phi_0$, e - заряд протона, V_0 - сумма амплитуд напряжений ускоряющих промежутков, E - равновесное значение полной энергии частицы, β - отношение скорости частицы к скорости света, n - показатель магнитного поля. Значения коэффициентов K и F даются формулами

$$F = 1 - \frac{L}{(2\pi R_0 + L)[n + \beta^2(1-n)]}$$

$$K = 1 + \frac{n}{1-n} \frac{1}{\beta^2},$$

где L - суммарная длина прямолинейных промежутков и R_0 - радиус равновесной орбиты. Исходя из формул /1/ и /2/, легко установить зависимость между относительным размахом фазовых колебаний $\xi = \frac{\phi_2 - \phi_1}{2\pi}$ и значением амплитуды радиально-фазовых колебаний. Подобная

зависимость изображена на рис. 1 для значений $\eta = 0,67$;
 $\cos \phi = 0,265$; $V_0 = 7,9$ кв, отвечающим условиям ускорения при максимальной энергии.

Экспериментально фазовая протяженность пучка определялась на основании анализа высокочастотного сигнала от индукционных электродов. Как известно ^{1/2}, величина сигнала с индукционных электродов пропорциональна числу частиц, находящихся под ними в данный момент. Поэтому длительность высокочастотного импульса соответствует фазовой протяженности циркулирующего сгустка. На рис. 2 показана осциллограмма такого сигнала, полученная в момент времени, отстоящий от конца цикла ускорения на 100 мсек. Фазовая протяженность сгустка протонов в конце ускорения оказалась равной $\xi = 0,41$. Используя зависимость, показанную на рис. 1, можно установить, что максимальная амплитуда радиально-фазовых колебаний для частиц, содержащихся в сгустке, равна 2,1 см.

Для определения радиального размера области устойчивости производилась резонансная раскачка фазовых колебаний. С этой целью в тракт высокочастотного ускоряющего напряжения вводилось синусоидальное напряжение от стандартного генератора с частотой ~ 800 гц, равной частоте фазовых колебаний в конце ускорения. Амплитуда возмущения подбиралась такой, чтобы появилось медленное выпадание частиц из ускорения, которое обнаруживалось по сигналу с индукционных электродов. Осциллограмма сигнала, полученная через 30 мсек после включения возмущения, показана на рис. 3. Видно, что помимо уменьшения интенсивности в сгустке, связанной с потерей частиц, наблюдается увеличение фазовой протяженности пучка, достигающее своего максимального значения $\xi = 0,65$. Из кривой рис. 1 следует, что радиальный размер области устойчивости составляет 2,8 см. Таким образом, заполнение сепаратрисы в конце ускорения $\rho_A / \bar{\rho}$ оказывается равным 0,75. Столь большое значение величины $\rho_A / \bar{\rho}$ можно объяснить действием резонансов, в особенности резонанса между фазовыми колебаниями и гармоникой магнитного поля с частотой 1200 гц, который в синхрофазотроне на 10 Бэв проявляется особенно сильно.

2. Энергетический разброс

Исходя из данных, полученных в разделе 1, был определен энергетический разброс ускоренного пучка. Разброс частиц по энергиям ΔE связан с амплитудой радиально-фазовых колебаний соотношением:

$$\Delta E = \pm \left[E \beta^2 (1 - \eta) \frac{\rho_A}{R_0} \right] \quad /3/$$

При максимальной величине амплитуды радиально-фазовых колебаний ρ_A в ступке, равной 2,1 см, максимальный разброс частиц по энергиям ΔE составляет $\pm 2,8$ Мэв.

3. Распределение по амплитудам свободных радиальных колебаний

Определение функции распределения по амплитудам свободных радиальных колебаний производилось путем анализа импульса тока с внутренней мишени, полученного при попадании на нее ускоренного пучка, свернувшегося в растущем магнитном поле после выключения ускоряющего напряжения. На рис. 4 показана схема опыта. Пучок протонов ускорялся вблизи центральной орбиты. За 50 мсек до конца ускорения с помощью пневматического привода в рабочую область синхрофазотрона вводилась латунная мишень. После выключения ускоряющего поля частицы сворачивались к внутреннему краю рабочей области и попадали на мишень. Ее размеры приведены на рис. 4. Они выбраны с тем расчетом, чтобы частица после единичного прохождения, в результате потери энергии в толще мишени, забрасывалась на внутреннюю стенку вакуумной камеры. Поскольку шаг сворачивания пучка за оборот составляет всего 16 микрон, то для того, чтобы обеспечить прохождение полной толщины мишени, к ее краю был прикреплен "флажок", изготовленный также из латуни. Т.о. были созданы условия для того, чтобы пройдя "флажок", бомбардирующая частица забрасывалась на мишень, а затем на внутреннюю стенку камеры. Вблизи стенки, в нерабочей области, был расположен пластический сцинтиллятор, прикрепленный к концу световода.

Последний находился в оптическом контакте с катодом фотоумножителя. Сигнал от такого сцинтилляционного "зонда" подавался на вход осциллографа. На рис. 5 показана осциллограмма импульса, полученная при сворачивании частиц на мишень после выключения ускоряющего поля. Как видно из рис. 5, длительность импульса при расположении мишени в области, где $n = 0,6$, составляет 4,3 мсек. Измерения производились при энергии 8,5 Бэв, что соответствует магнитному полю в ускорителе 11000 эрстед. При таком поле рабочая область еще достаточно широка и однородна, в результате чего облегчается анализ полученных результатов. С другой стороны, функция распределения частиц по амплитудам свободных колебаний при конечной энергии 10 Бэв мало отличается от полученной при 8,5 Бэв.

Сделав некоторые предположения, упрощающие рассмотрение процесса попадания пучка на мишень, можно, путем анализа осциллограммы рис. 5, получить функцию распределения по амплитудам свободных колебаний $\Phi(a)$. Предположим, что $\Phi(a)$ для всех мгновенных равновесных орбит одинакова. Это предположение вполне обосновано, т.к. действие рассеяния на остаточном газе усредняет распределение по амплитудам свободных колебаний. Предположим также, что частицы равномерно распределены по энергиям, и все мгновенные орбиты сворачиваются по направлению к мишени с одинаковой скоростью v . Если величина амплитуды радиальных колебаний $0 \leq a \leq b$, и радиальный разброс мгновенных орбит $0 \leq \eta \leq h$, то в данный момент времени t на мишень попадут частицы, амплитуды колебаний которых:

$$a(t, \eta) = b + \eta - vt. \quad /4/$$

Время t отсчитывается здесь от момента начала попадания частиц на мишень. Число частиц, попавших на мишень в момент времени t , определится выражением

$$N(t) = \int_0^h \Phi(b + \eta - vt) d\eta = \int_{b-vt}^{b-vt+h} \Phi(a) da. \quad /5/$$

Возможностью многократного обхода мишени частицей из-за радиальных колебаний можно пренебречь, поскольку период обращения составляет 0,7 мксек, и ошибка в моменте прихода будет мала. Т.к. функция $\Phi(a)$

определена только в пределах $0 \leq a \leq b$, то в различные моменты времени пределы интегрирования в формуле /5/ будут различны:

$$0 < t < h/v \quad N(t) = \int_{b-vt}^b \Phi(a) da \quad /8/$$

$$h/v < t < b/v \quad N(t) = \int_{b-vt}^{b-vt+h} \Phi(a) da \quad /7/$$

$$b/v < t < \frac{b+h}{v} \quad N(t) = \int_0^{b+h-vt} \Phi(a) da. \quad /8/$$

Введя переменную $x = vt$, получим формулы, удобные для обработки экспериментальных данных.

$$0 < x < h \quad \Phi(b-x) = dN/dx \quad /9/$$

$$h < x < b \quad \Phi(b-x) = dN/dx + \Phi(b+h-x) \quad /10/$$

$$b < x < b+h \quad \Phi(b+h-x) = -dN/dx. \quad /11/$$

На рис. 6 показана функция распределения по амплитудам свободных радиальных колебаний, полученная путем обработки осциллограммы рис. 5 описанным выше методом. Она близка к релеевской функции. Максимальная величина амплитуды радиальных колебаний составляет 7,3 см. Заметим, что радиальный разброс мгновенных орбит за счет разброса по энергиям, определенный на основе анализа импульса рис. 5, оказался равным 2,5 см. Одновременно на энергии 8,5 Бэв был сфотографирован высокочастотный импульс с индукционных электродов и определена максимальная амплитуда радиально-фазовых колебаний ρ_A . По форме импульс подобен изображенному на рис. 2. Величина ξ оказалась равной 0,42, что соответствует $\rho_A = 2,3$ см. Эти результаты не являются противоречивыми. Действительно, в расчете предполагалось равномерное распределение частиц по энергиям. Судя по форме высокочастотного импульса /рис. 2/, фактическое распределение по мгновенным орбитам отличается от равномерного. Для сравнения с расчетом нужно ввести эффективную величину ξ , соответствующую эквивалентному равномерному распределению по мгновенным ор-

битам. В этом случае величина $\rho_A = 1,4$ см и близко совпадает с величиной, определенной из расчета.

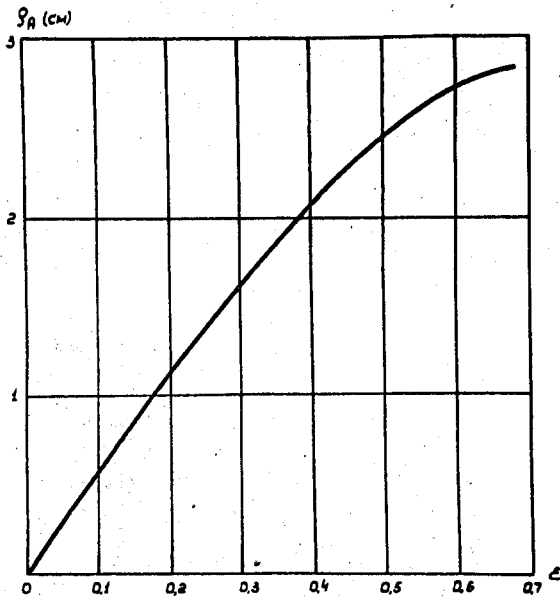
Таким образом, можно считать, что полученное распределение частиц по амплитудам свободных радиальных колебаний /рис. 8/ хорошо отражает действительную картину.

4. Распределение по амплитудам свободных вертикальных колебаний

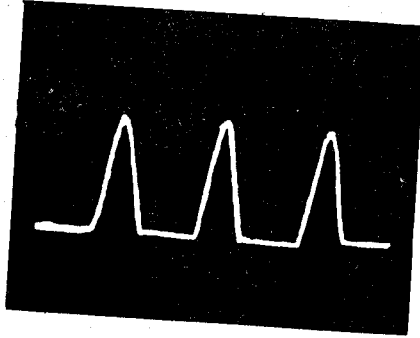
Измерение распределения по амплитудам свободных вертикальных колебаний производилось с помощью роторной мишени, конструкция которой описана в ^{13/}. В нерабочем положении мишень находилась на дне вакуумной камеры. При включении импульса тока в ведущую катушку за счет взаимодействия с магнитным полем ускорителя мишень поднималась в рабочее положение. Изменяя ток в ведущей катушке и регулируя режим торможения, можно было поднимать мишень на различную высоту. Ее положение в камере контролировалось с точностью до 2 мм.

Измерения проводились в следующей последовательности. В нужный момент цикла ускорения мишень поднималась на заданную высоту. Одновременно закон связи частоты ускоряющего напряжения с магнитным полем изменялся таким образом, чтобы пучок медленно перемещался по радиусу в направлении мишени. В результате на мишени терялись все частицы, амплитуда колебаний которых превышала расстояние от средней плоскости до мишени. Число частиц, оставшихся в пучке, определялось по сигналу с индукционных электродов. Подобная зависимость, измеренная при энергии 10 Бэв, показана на рис. 7. Здесь по оси абсцисс отложено положение мишени относительно средней плоскости, а по оси ординат - число частиц, оставшихся в пучке при данном положении мишени. На рис. 8 показана функция распределения частиц по амплитудам вертикальных колебаний, полученная путем дифференцирования кривой рис. 7.

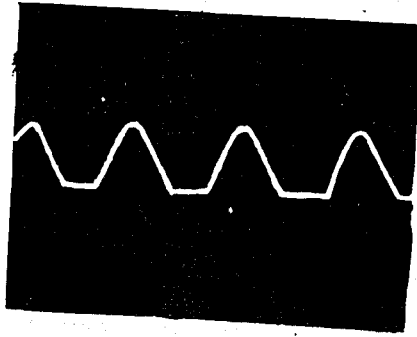
Авторы искренне благодарят Н.Б. Рубина за обсуждение работы.



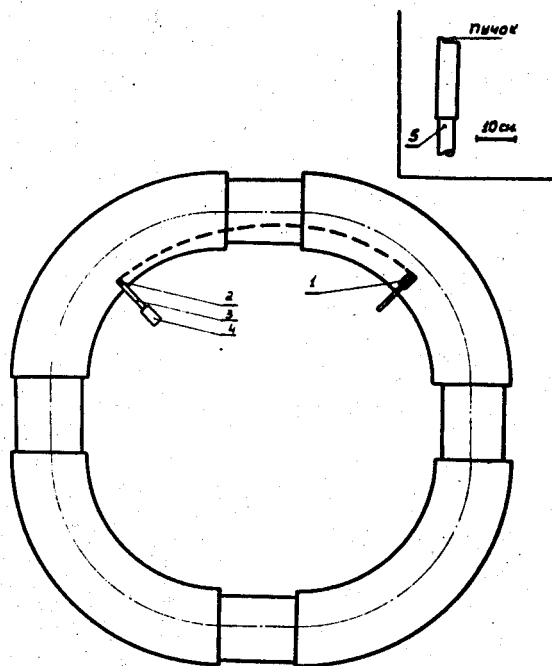
Р и с. 1. Зависимость между относительным размахом фазовых колебаний и амплитудой радиально-фазовых колебаний при $\cos \phi_0 = 0,265$; $V_0 = 7,9$ кв; $n = 0,67$.



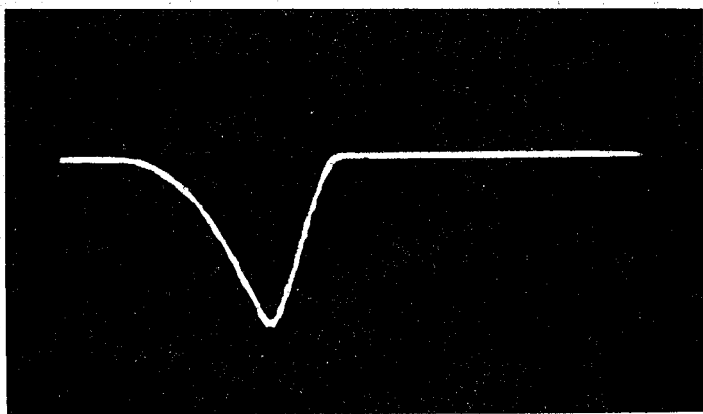
Р и с. 2. Осциллограмма высокочастотного сигнала с индукционных электродов, соответствующая циркулирующему пучку в конце ускорения.



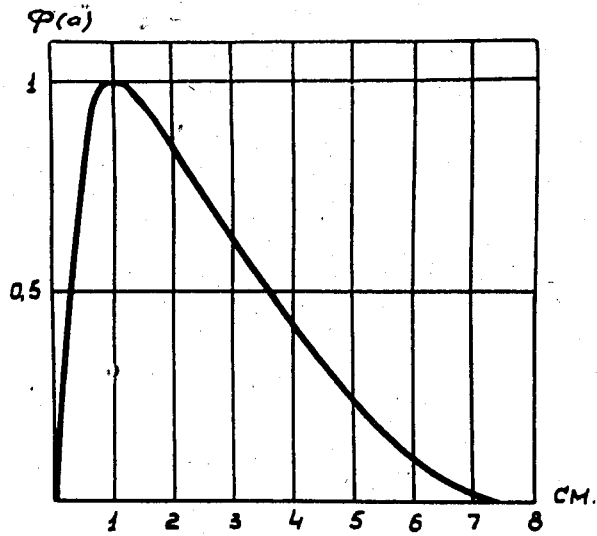
Р и с. 3. Осциллограмма высокочастотного сигнала с индукционных электродов при резонансной расклатке фазовых колебаний в конце ускорения.



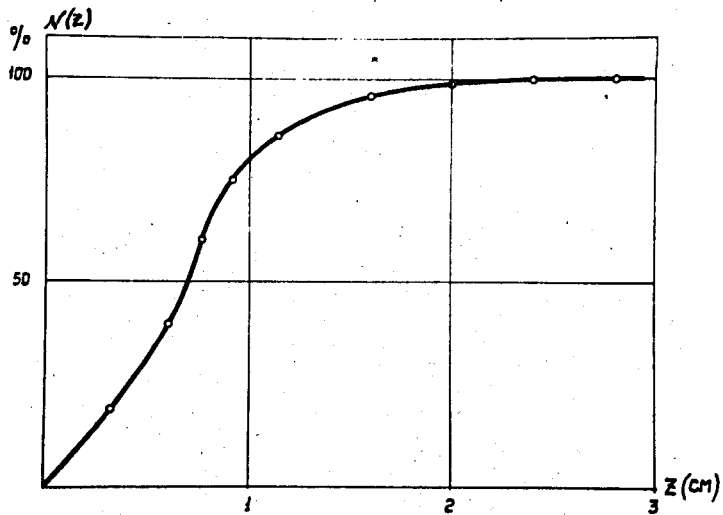
Р и с. 4. Схема опыта по определению функции распределения частиц по амплитудам свободных колебаний. 1- мишень, 2- пластический сцинтиллятор, 3- световод, 4- фотоумножитель, 5- держатель. В верхней части рисунка показаны размеры мишени и "флажка".



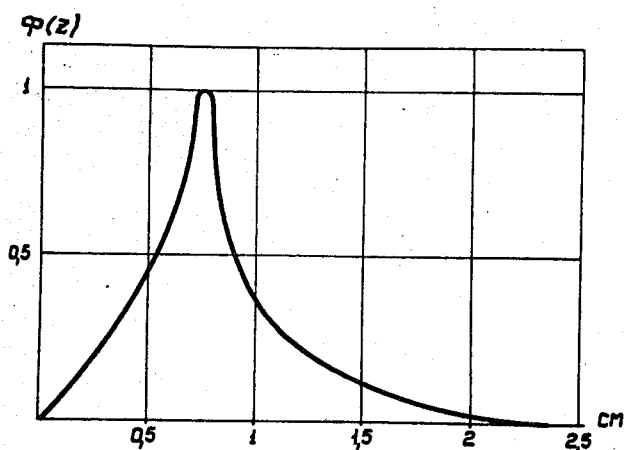
Р и с. 5. Осциллограмма тока частиц, свернувшихся на мишень в растущем магнитном поле после выключения ускоряющего напряжения. Скорость развертки 750 см/сек.



Р и с. 6. Функция распределения по амплитудам свободных радиальных колебаний. По оси ординат в относительных единицах отложено число частиц с данной амплитудой радиальных колебаний.



Р и с. 7. Зависимость числа частиц, ускоренных до конечной энергии, от положения мишени по вертикали.



Р и с. 8. Функция распределения по амплитудам свободных вертикальных колебаний. По оси ординат в относительных единицах отложено число частиц с данной амплитудой вертикальных колебаний.

Л и т е р а т у р а

1. М.С. Рабинович. Труды ФИАН СССР X, 23, 1958 г.
2. Ф.А. Водопьянов, А.А. Кузьмин, С.М. Рубчинский, В.А. Уваров. Proceedings CERN, 1959.
3. И.Б. Иссинский, К.П. Мызников. Препринт ОИЯИ, Р- 484, Дубна, 1960г.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 августа 1961 г.