

дается до толщин, примерно соответствующих максимальному выводу тормозного излучения (см. рис. 1).

2. Ширины угловых распределений $\bar{\theta}$ для мишеней одинаковой толщины с разными атомными номерами Z в соответствии с выводами теории [3] в пределах 3% совпадают в диапазоне толщин до $0,1 X_0$. Для толщин, превышающих $0,1 X_0$, наблюдается рост ширины углового распределения с увеличением Z .

3. При постоянной толщине мишени t в области $t > 0,1 X_0$ наклон кривой зависимости $\bar{\theta}$ от энергии электронов увеличивается с ростом Z .

4. Наблюдается тенденция роста ширины по мере снижения порога регистрации тормозных квантов. С увеличением угла различие в угловых распределениях, измеренных детекторами с разными порогами, становится заметнее, что согласуется с теоретическими представлениями Хисдала [4].

Зависимость ширины угловых распределений от энергии электронов, толщины и атомного номера мишени в рассматриваемом интервале толщин и энергий можно описать полуэмпирическим выражением:

$$\bar{\theta} = 2\theta_0 + a(E, Z) e^{-\frac{b(Z)}{t}} \text{ град}, \quad (1)$$

где $\theta_0 = 57,28 \frac{m_0 c^2}{E}$; $m_0 c^2 = 0,511 \text{ Мэв}$; E — энергия электронов, Мэв ; t — толщина мишени в радиационных длинах; $a(E, Z)$, $b(Z)$ — функции энергии электронов и атомного номера мишени.

Функции $a(E, Z)$ и $b(Z)$, определенные на основании полученных экспериментальных данных, имеют вид:

$$a(E, Z) = (5,17 - 1,32 \lg E + 2,28 \cdot 10^{-2} Z) \text{ для детектора } \text{Cu}^{63};$$

$$a(E, Z) = (4,72 - 1,826 \lg E + 7,62 \cdot 10^{-2} Z)$$

для ионизационной камеры;

$$b(Z) = (5,1 \cdot 10^{-3} + 3,1 \cdot 10^{-4} Z).$$

Различие между значениями ширин угловых распределений, рассчитанных по формуле (1), и результатами эксперимента не превышает 10%.

Сравнение экспериментальных угловых распределений тормозного излучения с теорией подтвердило вывод Ланцля и Хансона [5] о том, что использование формулы Мольтер [6] для углового распределения электронов дает лучшее согласие с экспериментом по сравнению с теорией Шиффа и Лаусона [3, 7], которые использовали для углового распределения электронов формулы Вильямса [8] и Росси и Грейзена [9]. Расчеты сравнивались с результатами измерений для детектора из меди. Хорошее согласие расчетов по Ланцлю и Хансону с экспериментом наблюдается в области малых углов ($\theta \leq 5^\circ$) для мишеней толщиной не более $0,1 X_0$.

Поступило в Редакцию 8/II 1971 г.

В окончательной редакции 15/III 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Koch, J. Motz. Rev. Mod. Phys., 31, 4 (1959).
2. В. П. Ковалев и др. «Атомная энергия», 31, 289 (1971).
3. J. Lawson. Proc. Phys. Soc., A63, 653 (1950).
4. E. Hisdal. Phys. Rev., 105, 1821 (1957).
5. L. Lanzl, A. Hanson. Phys. Rev., 83, 959 (1951).
6. G. Moliere. Z. Naturforsch., 3a, 78 (1948).
7. L. Schiff. Phys. Rev., 83, 252 (1951); E. Muirhead et al. Proc. Phys. Soc., A65, 59 (1952).
8. J. Williams. Phys. Rev., 58, 292 (1940).
9. B. Rossi, K. Griesen. Rev. Mod. Phys., 13, 240 (1941).

Согласование ускоряющих каналов линейного ускорителя протонов на большие энергии

Б. И. БОНДАРЕВ, Л. Ю. СОЛОВЬЕВ

УДК 621.384.64

В линейном ускорителе протонов по достижении частицами энергии порядка 100—200 Мэв осуществляется переход на меньшую длину волны ускоряющего поля. При уменьшении в n раз длины волны фазовая ширина сгустка, измеренная в масштабе фаз коротковолновой части, становится в n раз больше, в то время как область захвата коротковолновой части по фазам остается такой же, как и область захвата длинноволновой части.

В то же время ширина сгустка по импульсам при переводе его во вторую часть остается практически неизменной — меньше ширины области захвата по импульсам. Поэтому фазовую ширину сгустка на входе коротковолновой части ускорителя можно уменьшить за счет увеличения разброса частиц по импульсам.

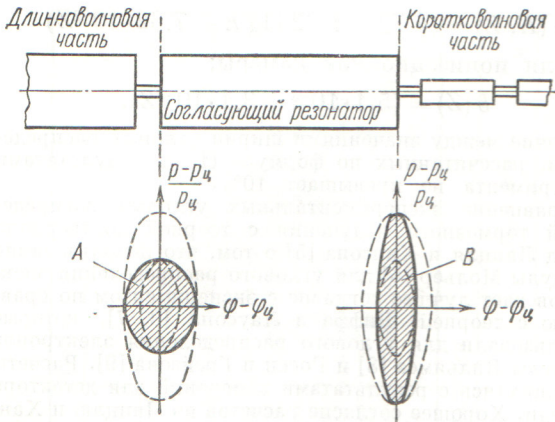
Известные устройства для согласования ускоряющих каналов * требуют введения третьей промежуточ-

ной волны. Для создания таких устройств необходимы ВЧ-генераторы, ускоряющие системы и другое оборудование, работающее на промежуточной длине волны. Описанные ниже два согласующих устройства работают на длине волны первой длинноволновой части ускорителя.

Первое из рассматриваемых устройств представляет собой резонатор, установленный между двумя частями ускорителя и работающий на частоте длинноволновой части. Частота продольных колебаний в этом резонаторе превышает частоту продольных колебаний в остальных резонаторах длинноволновой части ускорителя. Длина резонатора равна нечетному числу четвертей длин волн продольных колебаний.

Увеличение частоты продольных колебаний в согласующем резонаторе достигается за счет увеличения синхронной фазы (до 60 — 70°) и амплитуды ВЧ-поля (до предельно допустимых значений). Этот резонатор также ускоряет частицы, но с меньшей эффективностью. Принцип действия согласующего устройства представлен на рис. 1. Рассмотрим фазовую плоскость (φ, h) ,

* А. Д. Власов. Теория линейных ускорителей. М., Атомиздат, 1963, стр. 75.



Р и с. 1. Согласование ускоряющих каналов с помощью четвертьволнового резонатора.

где $\psi = \varphi - \varphi_c$; $h = (p - p_c) / p_c$; φ и p — фаза и импульс ускоряемой частицы; φ_c и p_c — фаза и импульс центра сгустка. Предположим, что на этой плоскости координаты частиц на входе в согласующий резонатор длинноволновой части лежат внутри заштрихованного эллипса A . По мере ускорения в согласующем резонаторе за счет большей частоты продольных колебаний в нем изображающие точки частиц на фазовой плоскости перемещаются по эллипсам, более вытянутым по оси ординат по сравнению с эллипсом, являющимся огибающей сгустка. Через четверть периода продольных колебаний, т. е. на выходе последнего резонатора длинноволновой части, сгусток будет иметь форму заштрихованного эллипса B . Фазовая протяженность сгустка уменьшается, а разброс по импульсам увеличивается при сохранении площади изображающей эллипса. Такой эллипс лучше вписывается в область захвата коротковолновой части. Подбором синхротрон-

ной фазы и амплитуды ускоряющего поля в согласующем резонаторе можно добиться оптимального согласования.

Второе рассматриваемое устройство состоит из пространства дрейфа и согласующего резонатора, размещенных в конце длинноволновой части. Длина волны, синхронная фаза и напряженность поля в согласующем резонаторе выбираются такими же, как и в остальных резонаторах длинноволновой части, а длина выбирается такой, чтобы продольный размер сгустка на выходе этой части ускорителя был минимальным.

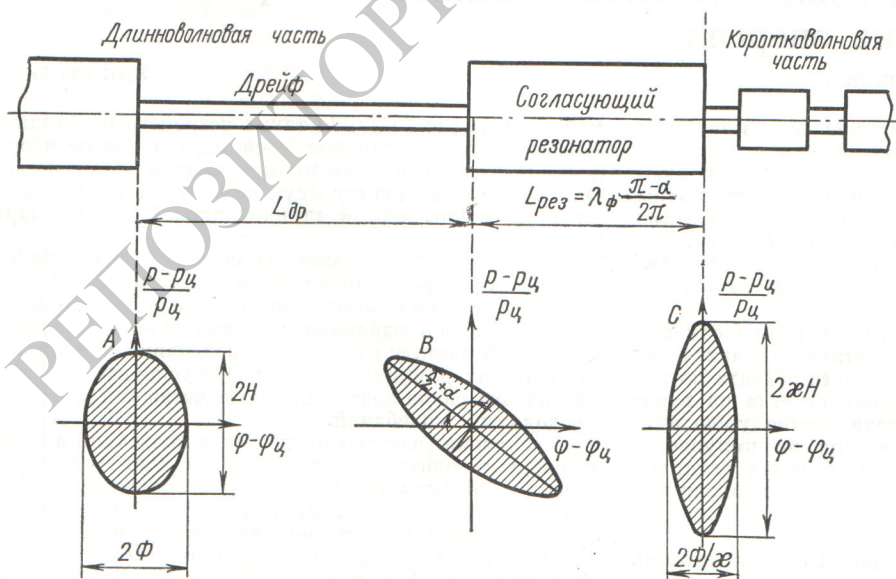
Рассмотрим работу такого согласующего устройства. Пусть Ω — частота продольных колебаний на выходе предпоследнего резонатора и в последнем согласующем резонаторе длинноволновой части (адиабатическим изменением параметров в нем пренебрегаем). Предположим, как и прежде, что на выходе предпоследнего резонатора координаты частиц на плоскости (ψ, h) лежат внутри эллипса A (рис. 2), удовлетворяющего уравнению

$$\frac{\psi^2}{\Phi^2} + \frac{h^2}{H^2} = 1, \quad (1)$$

Φ, H — полуоси эллипса A , связанные соотношением $H = \frac{\Omega \gamma^2}{\omega} \Phi$, где ω — частота ускоряющего ВЧ-поля; $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$; $\beta = v/c$; v — скорость частицы; c — скорость света. После прохождения пространства дрейфа длиной $L_{др}$ представляющие точки частиц сместятся параллельно оси абсцисс на величину $-kh$, где $k = 2\pi L_{др} / \beta \lambda \gamma^2$; λ — длина волны ускоряющего поля. Эллипс A перейдет в эллипс B , уравнение которого имеет вид

$$\frac{(\psi + kh)^2}{\Phi^2} + \frac{h^2}{H^2} = 1. \quad (2)$$

После дрейфа частицы попадают в согласующий резонатор, и по мере ускорения в нем эллипс B поворачивается на угол $\pi/2 + \alpha$ и преобразуется в эллипс C , оси которого совпадают с координатными осями. Матрица M , описывающая преобразование координат



Р и с. 2. Согласование ускоряющих каналов с использованием пространства дрейфа и согласующего резонатора.

на входе резонатора в координаты на его выходе, имеет вид

$$M = \begin{pmatrix} -\sin \alpha, & \frac{\omega}{\Omega \gamma^2} \cos \alpha \\ \frac{\Omega \gamma^2}{\omega} \cos \alpha, & -\sin \alpha \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Подвернув координаты ψ и h в уравнении (2) преобразованию (3), получим уравнение эллипса C на выходе длинноволновой части. Для совмещения осей эллипса C с координатными осями в уравнении этого эллипса приравняем нулю коэффициент при члене ψh . Тогда

$$\alpha = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{2}{m}, \quad (4)$$

где $m = \frac{\Omega \gamma^2}{\omega} k$. Подставив полученное значение α в уравнение эллипса C , найдем, что его фазовая протяженность уменьшилась по сравнению с эллипсом A в m раз:

$$\kappa = \sqrt{1 + \frac{m^2}{2}} + m \sqrt{1 + \frac{m^2}{4}}, \quad (5)$$

а разброс частиц по импульсам во столько же раз увеличился.

Подбирая $L_{др}$, можно оптимально согласовать форму эллипса с областью захвата коротковолновой части.

Нетрудно показать, что нелинейность и неконсервативность продольного движения, а также случайные его возмущения практически не снижают эффективность рассмотренных согласующих устройств.

В принципе рассмотренные выше согласующие устройства могут быть использованы всюду, где возникает необходимость в линейной трансформации фазовых объемов сгустков.

В линейных протонных ускорителях на большие энергии и токи (мезонные фабрики, нейтронные генераторы) согласующие устройства могут быть использованы для согласования ускоряющих каналов длинноволновой и коротковолновой частей ускорителя, что позволит предотвратить потери частиц, повысить надежность работы и эффективность ускорения. В линейных ускорителях-инжекторах протонных синхротронов согласование ускоряющих каналов наряду с повышением эффективности ускорения поможет уменьшить разброс импульсов частиц на выходе ускорителя.

Поступило в Редакцию 18/XII 1970 г.

Влияние нелинейных резонансов на размеры пучка в ускорителе ИФВЭ на энергию 70 Гэв

В. И. ГРИДАСОВ, К. П. МЫЗНИКОВ, В. Н. ЧЕПЕГИН

УДК 621.384.6

Эмиттанс ускоренного пучка протонов является одним из важнейших параметров, определяющих эффективность работы систем вывода ускорителя. Однако уже первые измерения, проведенные на ускорителе ИФВЭ, показали, что эмиттанс пучка в конце ускорения существенно отличается от расчетного [1]. Целью настоящей работы являлось выяснение причин этого эффекта и экспериментальное исследование возможности его подавления.

На рис. 1 показана зависимость горизонтальных и вертикальных размеров пучка от величины магнитного поля ускорителя. В этом случае начиная с 4000 э ускорение производилось на центральном радиусе. Размеры пучка определены с помощью внутренних мишеней. Мишень в заданный момент цикла ускорения вводилась в пучок. Ее положение могло изменяться по вертикали и горизонтали с точностью 0,5 мм. Край пучка соответствовал такому положению мишени, при котором по сигнальным электродам с точностью до нескольких процентов не наблюдалось ограничения интенсивности ускоренного пучка. Из рис. 1 следует, что, начиная с поля 9 кэ, когда заметно проявляются эффекты насыщения железа, размеры пучка в обеих плоскостях увеличиваются. При этом характер зависимости определялся величиной среднего радиуса орбиты ускоряемого пучка. Чтобы объяснить этот

эффект, были измерены зависимости частот бетатронных колебаний от радиального положения пучка [2] при различных значениях магнитного поля ускорителя. На рис. 2 приведена клетка частот $Q_{r,z}$ и показано, как изменяются частоты при перемещении пучка по радиусу на различных индукциях магнитного поля ускорителя. Линии *aa*, *bb*, *cc* соответствуют траекториям

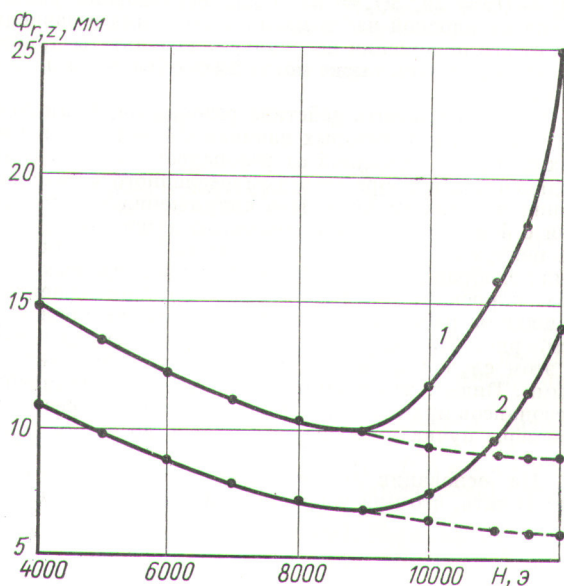


Рис. 1. Зависимость горизонтальных (1) и вертикальных (2) размеров пучка в радиально фокусирующем блоке от величины магнитного поля ускорителя при ускорении на центральном радиусе.

— — — — те же зависимости при введении коррекции градиента магнитного поля ускорителя.