

09; 10; 12

© 1991

## ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ С ПЕРЕСТРОЙКОЙ ЧАСТОТЫ ДЛЯ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

А.К. Геворков, А.О. Сидорин

В настоящее время интенсивно исследуются возможности использования резонансных ускорителей для имплантации тяжелых ионов в различные материалы [1-3]. Ускоряющая структура такого ускорителя рассчитана на синхронное движение частиц с определенным отношением массы к заряду с одной из гармоник ускоряющего высокочастотного поля. В таком ускорителе изменение длин периодов ускорения задает профиль изменения скорости ионов вдоль системы. Синхронное ускорение ионов с другим отношением массы к заряду в той же ускоряющей структуре возможно при таком изменении амплитуды ВЧ поля, когда изменение скорости иона соответствует заданному профилю скорости [4].

Расширить возможности использования одной и той же ускоряющей структуры для ускорения ионов различных масс можно при изменении частоты ВЧ поля. Частоту и амплитуду ВЧ поля при этом необходимо изменять таким образом, чтобы ионы проходили одни и те же точки пространства в одних и тех же фазах ВЧ поля, независимо от массы и энергии ионов, т.е. фазовое движение было подобным.

Нерелятивистские уравнения движения ионов в ускоряюще-фокусирующем канале могут быть представлены в виде:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\varphi}{dz^2} &= \frac{ZeU_0\lambda^2}{(2\pi)^2 m_0 c^2} \left(\frac{d\varphi}{dz}\right)^3 \frac{df}{dz} \cos\varphi + \frac{ZeI\lambda^3}{\pi m_0 c^3 V} \left(\frac{d\varphi}{dz}\right)^3 M_z z \\ \frac{d^2x}{dz^2} - \frac{d^2\varphi}{dz^2} \left(\frac{d\varphi}{dz}\right)^{-1} \frac{dx}{dz} &= -\frac{ZeU_0\lambda^2}{(2\pi)^2 m_0 c^2} \left(\frac{d\varphi}{dz}\right)^2 \left(\frac{df}{dz} \cos\varphi + \right. \\ &+ \left. \frac{U_1}{U_0} \frac{\partial F}{\partial x}\right) + \frac{Ze\lambda}{2\pi m_0 c^2} \frac{d\varphi}{dz} (y'H_z - Hy) + \frac{ZeI\lambda^3}{\pi m_0 c^3 V} \left(\frac{d\varphi}{dz}\right)^2 M_x x. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $x, y, z$  - декартовы координаты частицы,  $\lambda, \varphi$  - длина волны и фаза ВЧ поля,  $Ze$  - заряд иона,  $m_0$  - его масса покоя,  $U = U_0 f(x, y, z) \cos\varphi$  и  $U = U_1 F(x, y, z)$  - потенциалы переменного и постоянного фокусирующего электрических полей,

$F(x, y, z)$ ,  $f(x, y, z)$  – некоторые функции, целиком определяемые геометрией системы,  $H_x, H_y, H_z$  – компоненты магнитных фокусирующих полей; влиянием фокусирующих полей на продольное движение пренебрегается. Уравнение движения по координате  $y$  аналогично уравнению по координате  $x$  с соответствующей заменой компонент полей и скоростей. Последние члены в правой части уравнений учитывают поле пространственного заряда сгустков, на которые распадается пучок в процессе автофазировки,  $V$  – объем сгустка,  $I$  – ток пучка,  $M_{x,y,z}$  – формфакторы [4, 5].

Фазовое движение частиц в полях разных частот будет подобным, если коэффициенты уравнения продольного движения остаются неизменными. Без учета собственного поля пучка это возможно, если при изменении сорта ионов и амплитуды ВЧ поля длина волны изменяется по закону:

$$\lambda = 2\pi A \left( \frac{m_0 c^2}{ZeU_0} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $A$  – некоторая константа. При этом  $\varphi(z)$  не зависит от массы иона и амплитуды ВЧ поля, соответственно остаются неизменными коэффициент захвата частиц в процессе ускорения и энергетический спектр. Энергия частиц при этом связана с амплитудой ВЧ поля соотношением

$$W(z) = \frac{ZeU_0}{2A^2 \left( \frac{d\varphi}{dz} \right)^2}. \quad (3)$$

Изменение амплитуды поля приводит к пропорциональному изменению энергии частиц на всей длине ускорителя. Отсюда следует, что изменение конечной энергии требует и соответствующего изменения энергии инжекции частиц в ускоритель.

Влияние собственного поля пучка сводится к уменьшению частоты фазовых колебаний. Продольное движение остается устойчивым до тех пор, пока ток пучка меньше некоторого предельного значения  $I_{пред}$ , которое при изменении массы иона и амплитуды ВЧ поля меняется пропорционально:

$$I_{пред} \sim U_0 \left( \frac{m_0}{z} \right)^{-1/2}. \quad (4)$$

Рассмотрим поперечное движение частиц. В ускорителях с фокусировкой ускоряющим ВЧ полем (пространственно-однородная и пространственно-периодическая ВЧ квадрупольная фокусировка, различные виды фазопеременной фокусировки), при изменении длины волны по (2), в пренебрежении собственным полем пучка, поперечное движение также остается подобным. Это означает, что остаются

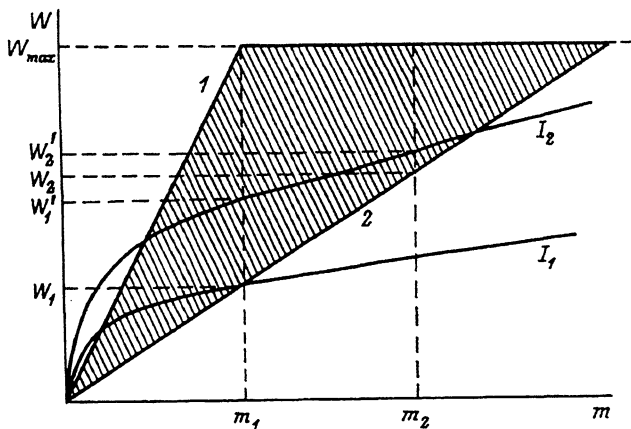


Рис. 1.

неизменными приведенные частоты поперечных колебаний частиц, а пропускная способность ускоряюще-фокусирующего канала  $V_k = \frac{\beta}{\pi} \int dx dx$  изменяется пропорционально  $\left(\frac{zeU_0}{m_0c^2}\right)^{1/2}$ . Влияние

собственного поля пучка приводит к уменьшению частот поперечных колебаний. Изменение величины предельного тока, определяемого условиями устойчивости движения, описывается тем же выражением (4).

В ускорителях с фокусировкой статическими полями для сохранения точного подобия поперечного движения необходимо поддерживать постоянным отношение  $U_1$  к  $U_0$  в случае электростатической фокусировки и изменять величину магнитного поля пропорционально  $(zeU_0m_0c^2)^{1/2} (ze)^{-1}$  в случае магнитной фокусировки.

Отметим, что при фокусировке статическими полями сохранение условий точного подобия поперечного движения не является обязательным, важно лишь, чтобы фокусирующая система обеспечивала необходимые характеристики пучка.

Возможности метода могут быть проиллюстрированы диаграммой, приведенной на рис. 1. Здесь по оси абсцисс отложены массы ионов, по оси ординат — энергия на выходе ускорителя, 1 и 2 — линии постоянной конечной скорости ионов при частотах  $f_{max}$  и  $f_{min}$  соответственно,  $W_{max}$  — энергия, достигаемая при максимальной амплитуде ВЧ поля (для простоты рассматриваются только однозарядные ионы). В заданной структуре возможно ускорение ионов с массами, меньшими некоторой  $m_{max}$  до энергий, лежащих в заштрихованной области. Изменение энергии осуществляется изменением амплитуды ускоряющего поля, частоты и энергии инжекции.

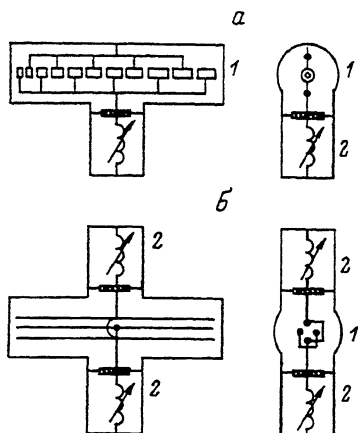


Рис. 2.

Для массы  $m_1$  возможно изменение энергии от  $W_1$  до  $W_{max}$ , для массы  $m_2 > m_1$ , от  $W_2$  до  $W_{max}$ . Для иллюстрации возможных ограничений, накладываемых собственным полем пучка, на диаграмме нанесены линии одинакового предельного тока  $I_1$  и  $I_2$ , причем  $I_1 < I_2$ . Токи, меньшие  $I_1$ , не ограничивают возможностей изменения энергии, для тока же  $I_2$  интервал возможного изменения энергии уменьшается для массы  $m_1$  до  $W'_1 - W_{max}$ , для массы же  $m_2$  до  $W'_2 - W_{max}$ .

В ускорителях тяжелых ионов используются, как правило, длины волн порядка нескольких десятков метров, поэтому ускоряющая структура может быть выполнена в виде линии, являющейся емкостной нагрузкой низкочастотного резонатора. В качестве примера могут быть рассмотрены системы, показанные на рис. 2, а, б, где 1 — ускоряющая структура в виде отрезка линии (двухпроводной с трубками дрейфа или четырехпроводной), являющейся емкостной нагрузкой спирального резонатора 2, собственная частота которого перестраивается либо изменением емкости нагрузки, либо изменением индуктивности спирали. При необходимости перестраивать частоту в широких пределах можно использовать сменные резонаторы. Нетрудно показать, что при длине линии порядка 2–3 метров и рабочих частотах 4–15 МГц неоднородность распределения напряженности вдоль ускоряющей структуры не превышает 5–10% [6].

Рассмотрим некоторый пример. Пусть в одной и той же ускоряющей структуре необходимо ускорять однозарядные ионы с массовыми числами от 11 до 75 до максимальной энергии 2 МэВ и в возможностью плавной регулировки конечной энергии. Перестройка частоты в три раза позволяет для ионов бора регулировать энергию от 220 кэВ до 2 МэВ, для ионов фосфора — от 630 кэВ до 2 МэВ, и для ионов мышьяка — от 1.5 до 2 МэВ.

## С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Бомко В.А., Дьяченко А.Ф., Кобец А.Ф., Рудяк Б.И. Исследование структур для ускорения тяжелых ионов. Обзор. М.: ЦНИИАтоминформ, 1988. 26 с.
- [2] Glavish H.F. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. B24/25(1987). P. 771-775.
- [3] DiBitonto D., Huson F.R., McIntyre P.M., Nfssiri A., Rarria D., Swenson Ch.A. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B24/25(1987), P.783-786.
- [4] Вальднер О.А., Власов А.Д., Шальнов А.В. Линейные ускорители. М.: Атомиздат, 1969. 248 с.
- [5] Капчинский И.М. Теория линейных резонансных ускорителей. Динамика частиц. М.: Энергоиздат, 1982. 240 с.
- [6] Орлов С.И. Расчет и конструирование коаксиальных резонаторов. М.: Советское радио, 1970. 256 с.

Поступило в Редакцию

26 июля 1990 г.

В окончательной редакции

26 апреля 1991 г.