

Нижние границы разрешенных областей изменения равновесной фазы и фазовой длины сгустка для различных случаев.

ку $r_n = 4,75$ мм, $\beta_n = 0,0387$, $\lambda = 2,02$ м, $k = 1,2$. Заметим также, что при $W_n = 0,7$ Мэв значению $p/r_n = 8$ соответствует $W = 46$ Мэв.

Для параметров ускорителя И-100 (в котором $E_m = 1,58$ Мэв/м) $I_1 = 0,92$ а. Этот ток мал по сравнению с током при безразличном начальном равновесии сгустков и $\psi_{so} = 90^\circ$ [2]:

$$I_B \left(\frac{\pi}{2} \right) = \frac{\beta^2 E_m \lambda k^2 (1+a^2)}{240\pi}$$

который для ускорителя И-100 равен 10,1 а. В общем случае при $\beta^2 \ll 1$

$$I_1 = \frac{a_n^2}{1+a_n^2} I_B \left(\frac{\pi}{2} \right) \quad (13)$$

Ток I_1 становится близким к $I_B(\pi/2)$ лишь при $a_n > 1$, т. е. при сравнительно больших приведенных радиусах пучка.

Возможность ускорения в изохронном циклотроне протонов на энергию свыше E_0

Л. А. САРКИСЯН

В изохронных циклотронах с пространственной вариацией магнитного поля важную роль играют нелинейные эффекты, обусловленные периодичностью структуры магнитного поля N . Резонансные соотношения между частотами свободных бетатронных колебаний Q_r и Q_z и рабочей фокусирующей гармоникой поля периодичности N приводят к появлению идеальных нелинейных резонансов вида

$$pQ_r \pm qQ_z = N, \quad (1)$$

На рисунке приведены также кривые I' , рассчитанные при $a_n = 0,3$ для того же режима, что и кривые I , но при $\psi = 1$. Как видно, погрешности в ускорителе уменьшают разрешенные области

Относительная малость тока, выражаемого равенством (13), при инжекции непрерывного пучка обусловлена сравнительно большой длиной образующихся сгустков, близкой к длине сепаратрисы. Как известно, в случае сгустков постоянной плотности максимум тока достигается при меньшей их длине [4].

Уравнения (5) и (9) позволяют построить кривую $I = I(a_n, \psi)$ и найти максимум I . Пусть, например, $a_n = 0,3$. Тогда для значений $\psi_{so} = 90$ и 85° найдем соответственно $(I/I_1)_{\max} = 3,86$ и $3,16$ при $(a\epsilon_n) = 117$ и 106° . Если $I_1 = 0,92$ а, то $I = 3,5$ и $2,9$ а. Из уравнения (10) найдем $C = 0,251$ и $0,176$ и построим предельные кривые 2 и 3.

При расчете ускорителя с некоторым заданным законом изменения равновесной фазы (или связанного с ней параметра) этот заданный закон заменяет уравнение (9) и совместно с уравнениями (5) и (10) составляет исходную систему уравнений. Допустимость того или иного закона изменения параметров нетрудно оценить, сравнивая его с предельными кривыми. Так, предположенное в работе [3] постоянство длины сгустка $(\psi_n - \psi_k)\beta\lambda/2\pi$ при равенствах (12) неосуществимо, так как кривая $a\epsilon\beta = \text{const}$ (кривая I') лежит ниже кривой I . В то же время сразу видна допустимость постоянства равновесной фазы $\psi_{so} = \psi_{so} = \text{const}$, как и постоянства фазовой длины сгустков $\psi_n - \psi_k = 2(a\epsilon)_n = \text{const}$.

Параметры, рассчитанные выше при $\psi_{so} = 90^\circ$, надо рассматривать лишь как теоретические пределы. На практике всегда $\psi_{so} < 90^\circ$.

Поступило в Редакцию 25/V 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Д. Власов. «Атомная энергия», 27, 238 (1969).
2. А. Д. Власов. «Атомная энергия», 29, 141 (1970).
3. И. М. Капчинский, В. А. Тепляков. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 17 (1970).

УДК 621.384.633

где $p, q = 0, 1, 2 \dots$; $|p + q|$ определяет порядок резонанса.

Наиболее опасны радиальные нелинейные резонансы ($q = 0$), так как они имеют меньший порядок. Как известно, в изохронных циклотронах в процессе ускорения частота радиальных бетатронных колебаний Q_r растет, проходя ряд резонансных значений $Q_r = N/p$. Наименьшее значение $Q_r = 1$ имеет место в центре ускорителя со сплошной структурой (в кольцевых циклотронах Q_r несколько больше 1 и определяется

энергией инжекции), а максимальное значение Q_r определяется порядком резонанса p . В зависимости от величины p эти резонансы ($Q_r = N/p$) могут привести к значительному увеличению амплитуд радиальных колебаний частиц. Таким образом, кинетическая энергия частиц, которая может быть достигнута в изохронном циклотроне, определяется резонансными значениями частоты радиальных бетатронных колебаний и в рамках линейной теории приближенно равна

$$W = E_0 \left(\sqrt{1 + \frac{3}{2N^2} \left(\frac{\epsilon r}{N\lambda} \right)^2} - 1 \right), \quad (2)$$

где E_0 — энергия покоя частицы; ϵ — глубина вариации основной гармоники поля; λ — параметр спирали Архимеда; r — текущий радиус орбиты.

Расчеты, приведенные в работе [1], показали, что при амплитуде свободных радиальных колебаний в несколько сантиметров и наборе частицей энергии за оборот ~ 300 кэВ идеальный нелинейный резонанс четвертого порядка ($p = 4$) практически приводит к полной потере пучка и предельная энергия протонов в изохронных циклотронах ограничена нелинейным резонансом $Q_r = 2$. Отметим, что на электронном аналоге II в Ок-Ридже резонанс $Q_r = 2$ проходил с частицами с очень малыми значениями амплитуд радиальных колебаний (для протона амплитуда порядка нескольких миллиметров) [2].

Прохождение через резонанс $Q_r = 2$ и дальнейшее ускорение связано с существенным снижением интенсивности пучка и преодолением трудностей формирования магнитного поля, так как с радиусом нелинейность среднего поля и амплитуды вариации возрастают. Кроме того, существенно осложняется система вывода пучка и значительно падает ее эффективность. Поэтому в изохронных циклотронах, рассчитанных на предельную энергию, частота радиальных бетатронных колебаний выбирается равной $Q_r = \frac{N}{q} = \frac{8}{4} = 2$, а сама предельная энергия протонов в ускорителе несколько меньше энергии покоя E_0 в зависимости от значения параметров ϵ , N , λ .

Таким образом, в одном изохронном циклотроне протоны нельзя ускорить до кинетической энергии выше $\sim E_0$, т. е. для $Q_r > 2$. Поэтому необходимо использовать каскадный метод ускорения, когда каждый предыдущий изохронный циклотрон является инжектором последующего. Мы будем называть такой ускоритель каскадным изохронным циклотроном.

Отметим, что идея каскадного метода ускорения находит в последнее время широкое применение для повышения энергии частиц в ускорителях различного класса. В домиллиардной области энергий при циклотронном режиме ускорения известен Цюрихский проект кольцевого циклотрона на энергию протонов ~ 600 МэВ, в котором предполагается использовать каскад из двух ускорителей. Первый из них — четырехсекторный циклотрон типа «Томас» на энергию ~ 70 МэВ, работающий в диапазоне частот радиальных бетатронных колебаний $1,0 \leq Q_r \leq 1,1$, а второй — восьми-секторный кольцевой циклотрон, работающий в диапазоне частот $1,1 \leq Q_r \leq 1,6$ [3].

В предлагаемом в настоящей работе каскадном изохронном циклотроне возможность ускорения протонов на энергию выше E_0 , т. е. $Q_r > 2$, достигается путем выбора определенного диапазона частот радиальных бетатронных колебаний Q_r в каждом ускорителе. Диапазон изменения частот радиальных бетатронных колебаний в первом, втором, третьем и т. д. изохронных циклотронах каскада выбирается соответственно $\sim 1 \leq Q_r \leq \frac{N}{p} = \frac{8}{4} = 2$, $\sim 2 \leq Q_r \leq \frac{N}{p} = \frac{12}{4} = 3$, $\sim 3 \leq Q_r \leq \frac{N}{p} = \frac{16}{4} = 4$ и т. д., где верхнее значение частоты Q_r в каждом циклотроне соответствует идеальному нелинейному резонансу четвертого порядка ($p = \frac{N}{Q_r} = 4$), который определяется соответствующим выбором периодичности структуры магнитного поля N .

Первый изохронный циклотрон может быть как сплошного, так и кольцевого типа (с внешней инжекцией частиц), последующие все — кольцевого типа. Перевод пучка из одного ускорителя в другой облегчается тем, что в этих циклотронах для достижения высокоэффективного вывода пучка предлагается использовать резонансную связь между азимутальным и радиальным движением, возникающую на основе механизма нелинейного резонанса четвертого порядка при $Q_r = 2, 3, 4$ и т. д. Укажем, что в Ок-Ридже на электронном аналоге II при тщательной оптимизации характеристик пучка и выводной системы был достигнут коэффициент вывода пучка около 95% с помощью нелинейного резонанса $Q_r = 2$ [4].

Обеспечение большого радиального прироста за оборот на внутренних радиусах, порядка 1 см, делает возможным в кольцевых циклотронах использование электростатического или магнитного канала с центральной пластиной для перевода пучка при инжекции.

В таблице приведены возможные параметры ускорителей каскада, позволяющие осуществить цикло-

Параметры циклотронов каскада

Номер ускорителя каскада	H_0 , э	N	λ , см	Q_z	Q_r	r_{∞} , см	r_H , см	r_K , см	ϵ_K	W , МэВ	f_0 , МГц
Первый	6500	8	7	0,2	$1 \leq Q_r \leq 2$	447	0	385	0,245	823	9,88
Второй	3000	12	7	0,2	$\sim 2 \leq Q_r \leq 3$	1042	902	982	0,157	1670	4,56
Третий	1500	16	7	0,2	$\sim 3 \leq Q_r \leq 4$	2084	1965	2018	0,105	2523	2,28

Примечание. H_0 — напряженность магнитного поля в центре ускорителя при $r = 0$; $r_{\infty} = E_0/eH_0$; r_H и r_K — начальный и конечный радиус ускорения; f_0 — частота обращения частиц.

тронный режим ускорения протонов до кинетической энергии $W \approx 2,5 \text{ Гэв}$.

Дальнейшее увеличение энергии протонов с помощью рассмотренного варианта каскадного изохронного циклотрона будет определяться в значительной мере экономическими соображениями, поскольку каждый циклотрон обеспечивает прирост энергии протонов примерно на постоянную величину, равную E_0 . В этой связи целесообразен другой вариант каскадного изохронного циклотрона, когда прирост энергии во втором циклотроне составляет примерно не энергию покоя протона, а удвоенную или утроенную энергию покоя. Это может быть осуществлено, когда изменение частоты радиальных бетатронных колебаний в циклотроне равно не единице, а двум или трем.

При увеличении аксиальной жесткости изохронного циклотрона ($Q_z \geq 1$) средний ток пучка возрастает примерно на два порядка [5, 6].

Известно, что порог рождения тяжелых частиц протоном на ядрах составляет для K^+ , $\Lambda^0 - 1,1 \text{ Гэв}$, для Σ^+ , $\Sigma^0 - 1,3 \text{ Гэв}$, для K^- , $K^0 - 1,8 \text{ Гэв}$. Поэтому при энергии $\sim 2,7 \text{ Гэв}$ рассмотренный ускоритель становится высокоинтенсивной «фабрикой» K -мезонов, конкурентоспособной с линейным ускорителем.

Отметим, что в качестве первой ступени каскада наряду с изохронным циклотроном можно использовать действующие и реконструируемые синхротроны с энергией 600—1000 $Mэв$ и строящиеся линейные ускорители на энергию 700—1000 $Mэв$.

Поступило в Редакцию 11/V 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Дмитриевский, В. В. Кольга, Н. И. Полумординова. В кн. «Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963)». М., Атомиздат, 1964, стр. 833.
2. J. Martin, J. Mann. Nucl. Instr. and Methods, 18, 19, 451 (1962).
3. H. Willax. Intern. Cyclotron Conference (Oxford, 1969).
4. J. Martin et al. Proc. of the Intern. Conf. on Sector-Focused Cyclotrons and Meson Factories, CERN, 1963, p. 52.
5. В. Н. Аносов и др. «Атомная энергия», 25, 537 (1968).
6. M. Gordon. Nucl. Instr. and Methods, 58, 245 (1968).

Турбулентный нагрев и удержание плазмы в тороидальной ловушке мультипольного типа

Б. А. ДЕМИДОВ, С. Д. ФАНЧЕНКО

УДК 533.9.16:621.039.634

Как известно, отличие турбулентного нагрева током от обычного джоулева нагрева состоит в использовании сильных электрических полей, при которых сопротивление плазмы является аномально большим из-за развития мелкомасштабных неустойчивостей. Для облегчения протекания тока турбулентного нагрева вдоль обхода тора в установке «Вихрь-3» (рис. 1) помимо поля B_ϕ было предусмотрено продольное поле $B_z \leq 2 \text{ кэ}$. Поле B_z создавалось системой из 30 катушек 1, надетых на тороидальную кварцевую разрядную камеру 2 с большим диаметром тора $2R = 150 \text{ см}$ и малым диаметром $2a = 10 \text{ см}$. Поле B_ϕ создавалось наложенными на разрядную камеру четырьмя встречно включенными кольцевыми проводниками 3, через которые пропускался квазистационарный ток с периодом 10 мсек. Ход силовых линий поля условно показан на рис. 1. Каждый проводник в отдельности создавал на оси камеры поле $B_\phi \leq 2 \text{ кэ}$.

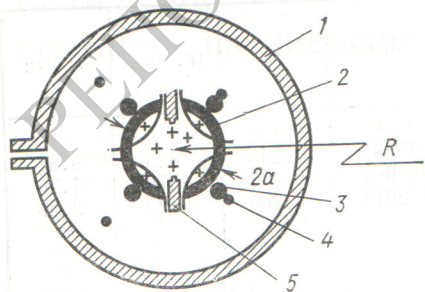


Рис. 1. Схема установки.

Область пространства, ограниченная кольцевыми проводниками, представляет собой своеобразный тороидальный пробкотрон. Магнитные силовые линии (за исключением одной центральной) выходят на стенки, но при этом поле возрастает от центра во всех направлениях. Для частиц, покидающих центральную область, пробочное отношение максимально и составляет:

$$R_{\text{проб}} = \sqrt{1 + 4B_\phi^2/B_z^2}. \quad (1)$$

Изменяя отношение B_ϕ/B_z , можно было в широких пределах варьировать пробочное отношение. При $B_\phi = B_z$ пробочное отношение $R_{\text{проб}} \approx 2,2$.

При достаточно большом отношении B_ϕ/B_z лишь немногие из заряженных частиц успеют проникнуть из области, ограниченной проводниками, во внешнее пространство за короткое время турбулентного нагрева. Это и позволило отказаться от обычной для мультипольных машин большой разрядной камеры и использовать в установке «Вихрь-3» камеру, занимающую лишь внутреннюю область между проводниками.

Разрядная камера предварительно откачивалась до давления $10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$. Водородная плазма с начальной плотностью, равной примерно 10^{12} см^{-3} , создавалась с помощью шести пар одновременно срабатывавших титан-гидридных инжекторов 5, расположенных через 60° по периметру тора. Ток через инжекторы протекал лишь в течение нескольких микросекунд, после чего плазма «послесвечения» постепенно распалась и плотность ее за время порядка 10^{-4} сек спадала до 10^{11} см^{-3} . Спустя 25—60 мсек после срабатывания инжекторов запускался ВЧ-контур ударного действия, индуктивным элементом которого служили четыре параллельно включенных витка 4. Контур создавал на