

Полученное ограничение можно рассматривать как условие применимости проведенных расчетов к рассеянию нейтрино в дипольном магнитном поле нейтронной звезды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Georgi H., Nanopoulos D. V. Nucl. Phys., 1979, В 155, p. 52.
 [2] Любимов В. А. и др. Ядерная физика, 1980, 32, с. 301; ЖЭТФ, 1981, 81, с. 1158; In: Proc. Int. Europhys. Conf. on High Energy Phys., Brighton, 1983, p. 386.
 [3] Зельдович Я. Б., Хлопов М. Ю. УФН, 1981, 135, с. 45. [4] Fujikawa K., Shrock R. E. Phys. Rev. Lett., 1980, 45, p. 963. [5] Lee B. W., Shrock R. E. Phys. Rev., 1977, D 16, p. 1444. [6] Morgan J. A. Phys. Lett., 1981, 102B, p. 247. [7] Morgan J. A., Farrant D. B. Phys. Lett., 1983, 128B, p. 431.
 [8] Kim J. E. et al. Phys. Rev., 1974, D 9, p. 3050. [9] Beg M. A. et al. Phys. Rev., 1978, D 17, p. 1395; Cowan C. L., Reines F. Phys. Rev., 1957, 107, p. 528; Bernstein J., Ruderman M., Feinberg G. Phys. Rev., 1963, 132, p. 1227.
 [10] Kayser B. Phys. Rev., 1982, D 26, p. 1662. [11] Helfand D. J. Nature, 1982, 300, p. 573. [12] Sokolov A. A., Kerimov B. K. Ann. der Phys., 1958, 7, p. 46; Nuovo Cim., 1957, 5, p. 921; Соколов А. А., Керимов Б. К. ДАН СССР, 1955, 105, с. 961; Керимов Б. К. Изв. АН СССР, сер. физ., 1961, 25, с. 157.
 [13] Керимов Б. К., Арури Т. Р., Сафин М. Я. Изв. АН СССР, сер. физ., 1973, 37, с. 1768.

Поступила в редакцию
28.12.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985. Т. 26. № 6

УДК 621.384.633

К ВЫВОДУ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПРОТОНОВ И ИОНОВ ИЗ ЦИКЛОТРОНОВ НА ОСНОВЕ ЦЕЛЫХ РЕЗОНАНСОВ

Л. А. Саркисян, Т. А. Чернышенко

(НИИЯФ)

Механизм вывода релятивистских протонов и ионов из циклотронов на основе целого резонанса по свободным радиальным колебаниям Q_r связан с увеличением радиального искажения замкнутых орбит, возмущенных в зоне целого резонанса до его наступления [1]. Введение низшей гармоники магнитного поля ϵ_s индекса $S=Q_r$, созданной токовыми гармоническими катушками, приводит к вынужденным радиальным колебаниям (искажается замкнутая орбита) и возрастанию радиального разделения между последовательными орбитами (при сохранении эмиттанса пучка) в зоне целого резонанса до его достижения. Радиальное разделение между соседними орбитами

$$\Delta r = 1,18 \pi r \epsilon_s / S$$

должно превышать радиальные размеры пучка. Максимальная амплитуда вынужденных радиальных колебаний в зоне резонанса равна

$$\alpha = 1,18 \frac{\pi r \epsilon_s}{S} \left(\frac{W}{eV} \right)^{1/2},$$

где $[W/(eV)]^{1/2}$ — число оборотов в зоне резонанса. В магнитном поле с пространственной вариацией она приводит к нелинейному положительному сдвигу частоты из-за зависимости частоты свободных радиальных колебаний от амплитуды вынужденных радиальных колебаний [2]

$$\Delta Q_r = 0,0625 \frac{r e \alpha^2}{\lambda^3 Q_{r0}},$$

где ε — амплитуда основной (N -й) гармоники магнитного поля, λ — параметр спирали Архимеда, Q_{r0} — частота свободных радиальных колебаний в невозмущенном магнитном поле. В этом случае частота равна

$$Q_r = \sqrt{\left[1 + \frac{(r/r_\infty)^2}{1 - (r/r_\infty)^2}\right] \left[1 + \frac{3}{2N^2} \left(\frac{\varepsilon_r}{N\lambda}\right)^2\right]} + \Delta Q_r = Q_{r0} + \Delta Q_r.$$

Чем больше гармоника ε_s и меньше набор энергии за оборот eV , тем больше нелинейный сдвиг частоты и тем меньше энергия частицы (меньше радиус), при котором частота достигает целого резонанса. Таким образом, изменяя нелинейный сдвиг частоты за счёт ε_s (в большей мере) и eV , можно варьировать и энергию, при которой достигается целый резонанс, и тем самым изменять в некоторых пределах энергию частиц, выведенных из циклотрона. Результаты аналитического рассмотрения по выводу протонов из циклотрона ($H_0 = 2$ кЭ, $N = 20$, $\varepsilon = 1$, $Q_{z0} = 1,1$, $r_\infty = 1563,72$ см) были подтверждены численным моделированием по полным (нелинейным по r и r') уравнениям движения до достижения целого резонанса $Q_r = 2$ при $H_2 = 0,5$ и 2 Э и $eV = 2$ и 3 МэВ/об. [1].

В работе [3] впервые на основе численного моделирования по полным уравнениям движения было показано, что в циклотроне при ускорении протонов до энергии 1013 МэВ ($Q_{r0} = 2,1$) искажение замкнутой орбиты в зоне целого резонанса конечно, причем сохраняется эмиттанс пучка. После достижения целого резонанса ($H_2 = 0,5$ Э, $eV = 3$ МэВ/об.) при ускорении протонов до $Q_{r0} = 2,2$ ($W = 1100$ МэВ) уменьшаются искажение замкнутой орбиты (рис. 1, кривая 1) и ам-

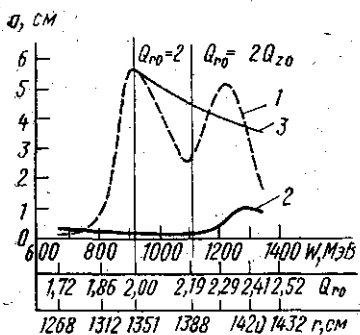
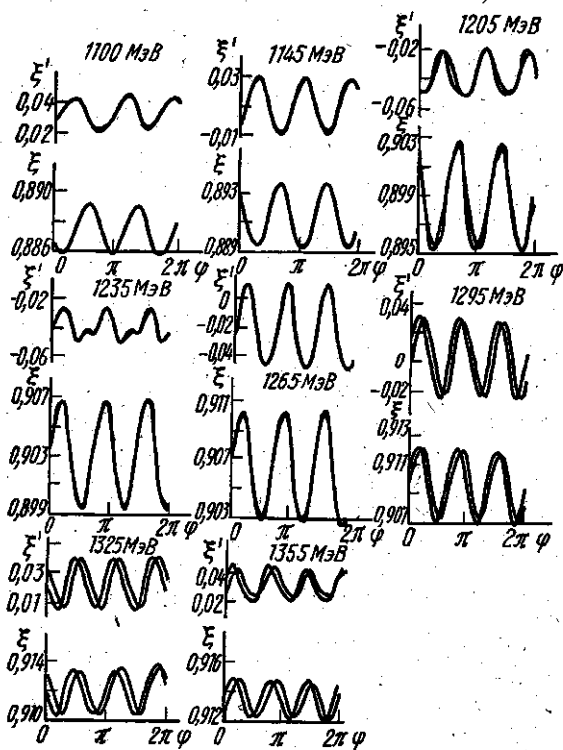


Рис. 1. Динамическое прохождение целого резонанса $Q_r = 2$ в циклотроне при $H_2 = 0,5$ Э и $eV = 3$ МэВ/об

Рис. 2. Гладкая огибающая радиальной траектории $\xi = r/r_\infty$ и расходимости $\xi' = \frac{1}{r_\infty} \frac{dr}{d\varphi}$ четырех граничных частиц пучка в статическом режиме на одном обороте после прохождения целого резонанса $Q_r = 2$. Исходные координаты и энергии частиц взяты для случая $H_2 = 0,5$ Э и $eV = 3$ МэВ/об.



плитуда свободных радиальных колебаний пучка (кривая 2), соответственно растет расходимость пучка $\Delta\xi' = 0,5|\xi'_{\max} - \xi'_{\min}|$, так что сохраняется эмиттанс пучка [2, 4].

При ускорении протонов в циклотроне от $Q_{r0} = 1,72$ ($W = 665$ МэВ) до $Q_{r0} = 2,45$ ($W = 1355$ МэВ) изменение амплитуды вынужденных радиальных колебаний (кривая 1 на рис. 1) после достижения целого резонанса $Q_r = 2$ носит характер затухающих биений (уменьшение амплитуды обусловлено нелинейной силой трения [2, 4]). После первого максимума (соответствующего частоте $Q_r = 2$) существует несколько максимумов меньшей величины. Это согласуется с результатами динамического прохождения целого резонанса в механике в линейной и нелинейной системах в случае линейной силы трения [5, 6]. Отметим, что при отсутствии диссипативной силы (линейной или нелинейной) амплитуда вынужденных колебаний практически постоянна в послерезонансной зоне как в линейной [6], так и в нелинейной [7] системах. Кривая 3 на рис. 1 изображает уменьшение амплитуды, оцененное по формуле $a \approx a_{\max}(r_s/r)(S/Q_r)^2$. Видно, что кривая 1 описывает биения амплитуды относительно кривой 3. Амплитуда вынужденных радиальных колебаний в послерезонансной зоне примерно равна

$$a \approx 1,18 \frac{\pi r \epsilon_s}{2S} \left(\frac{W}{eV} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

В случае $Q_{z0} = 1,1$ при энергии протонов 1120 МэВ ($r = 1405$ см) наступает нелинейный резонанс связи $Q_{r0} = 2Q_{z0}$, приводящий к увеличению амплитуды свободных радиальных колебаний (кривая 2), расходимости и эмиттанса пучка. Амплитуда свободных радиальных колебаний пучка возрастает с 1 до 11 мм (при $W = 1295$ МэВ, $Q_{r0} = 2,35$) и затем уменьшается до 9 мм ($W = 1355$ МэВ, $Q_{r0} = 2,45$). При $Q_{z0} = 0,8-0,9$ резонанс связи не проходит и сохраняется эмиттанс пучка.

Из формулы (1) следует: чем больше ϵ_s и меньше eV , тем больше радиальный шаг орбиты в послерезонансной зоне. Так как эмиттанс пучка не возрастает после прохождения целого резонанса, возможно осуществить вывод протонов из циклотрона с варьруемой энергией, превышающей кратную энергию покоя E_0 , на основе целого резонанса по свободным радиальным колебаниям после достижения целого резонанса.

На рис. 2 приведены гладкая огибающая радиальной траектории $\xi = r/r_\infty$ и расходимости $\xi' = \frac{1}{r_\infty} \frac{dr}{d\varphi}$ четырех граничных частиц пучка в статическом режиме ($eV = 0$) на одном обороте в диапазоне частот $Q_{r0} = 2,2-2,45$ при $H_2 = 0,5$ Э и $eV = 3$ МэВ/об.

Рис. 3 иллюстрирует поведение пучка на радиальной фазовой плоскости $\left(r, \frac{1}{r_\infty} \frac{dr}{d\varphi} \right)$ при $\varphi = \text{const}$, $H_2 = 0,5$ Э ($\epsilon_2 = 1,3 \cdot 10^{-4}$) и $eV = 3$ МэВ/об. Радиальный шаг орбиты за счет набора энергии за оборот примерно равен 4,5 мм. На рис. 3, а, б, в амплитуды свободных радиальных колебаний пучка равны соответственно 1,5; 2 и 7 мм. Расчеты показали, что можно достичь достаточного радиального разделения между последовательными оборотами пучка, чтобы отклонить протоны с энергией 995, 1116, 1154, 1169 и 1268 МэВ. Отклонение пучка из вакуумной камеры осуществляется с помощью электростатического дефлектора.

Таким образом, при введении гармоник поля ϵ_s в зоне целого резонанса $Q_r = S$ можно осуществить вывод пучка как до достижения

целого резонанса, так и после него (на растущих и уменьшающихся участках кривой 1 рис. 1). С ростом выведенной энергии протона дефлектор перемещается в сторону больших радиусов и повышается напряжение на нем.

Проблема вывода пучка является определяющей при эксплуатации каон-нейтронных генераторов [8] и фабрик полностью ободраных релятивистских ионов [9]. Предложенные в работе два способа

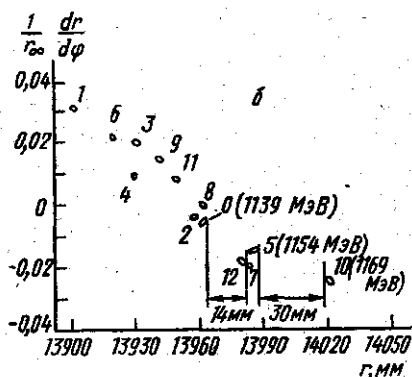
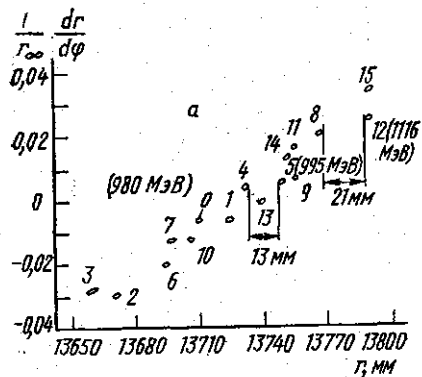
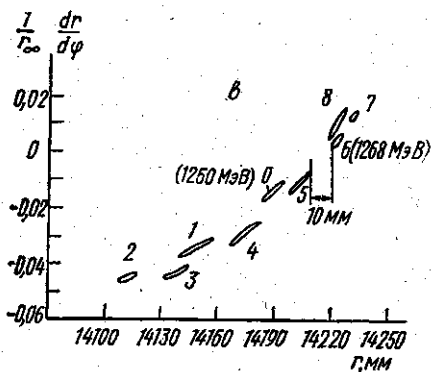


Рис. 3. Поведение пучка на радиальной фазовой плоскости $(r, \frac{1}{r_\infty} \frac{dr}{d\phi})$ при $\phi = \text{const}$, $H_2 = 0,5 \text{ Э}$, $eV = 3 \text{ МэВ/об.}$ после прохождения целого резонанса $Q_r = 2$ при различных энергиях протонов



вывода высокоэнергетичных протонов и ионов из кольцевых циклотронов на основе целого резонанса по свободным радиальным колебаниям показали, что возможно за счет искажения замкнутых орбит осуществить вывод частиц в широком диапазоне энергий как до достижения целого резонанса, так и после него.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Саркисян Л. А. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1984, 25, № 5, с. 59.
 [2] Саркисян Л. А., Чернышенко Т. А. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1984, 25, № 6, с. 109. [3] Sarkisyan L. A. In: Proc. 7th Int. Conf. on Cyclotrons and their Applications. Basel, 1975, p. 324. [4] Саркисян Л. А. В кн.: Химия твердого тела. Свердловск: Изд. Уральского политехн. ин-та, 1984, с. 127. [5] Lewis F. M. Trans. of ASME, 1932, 54, p. 258. [6] Митропольский Ю. А. Нестационарные процессы в нелинейных колебательных системах. Киев, 1955. [7] Саркисян Л. А. В кн.: Тр. Всесоюз. совещ. по ускорителям ионов низких и средних энергий. Киев, 1982, с. 178. [8] Саркисян Л. А. В кн.: Тр. VI Всесоюз. совещ. по

РАДИОФИЗИКА

УДК 537.52

О МЕХАНИЗМЕ ФОРМИРОВАНИЯ НИТЕВИДНОЙ СТРУКТУРЫ СВЧ РАЗРЯДА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

С. А. Двинин

(кафедра электроники)

Экспериментальные исследования СВЧ пробоя газа высокого давления показали, что стационарный разряд имеет вид нитей, вытянутых вдоль направления электрического поля [1, 2]. При этом формирование разряда внешне напоминает распространение стримера при пробое разрядных промежутков постоянным напряжением. В последнем случае этот процесс обусловлен направленным дрейфом электронов в постоянном поле, хотя существенную роль могут играть фотоионизация нейтрального газа и искажение однородности постоянного поля плазмой [3]. В СВЧ поле вследствие осцилляторного движения электронов направленный дрейф отсутствует* и разряд на начальной стадии должен принимать сферическую форму. Поэтому в настоящее время в ряде работ [4, 5] нитевидную форму разряда пытаются объяснить развитием ионизационно-перегревной неустойчивости. В данной работе будет показано, что при высоких давлениях газа подобная структура может возникать естественным образом в результате пробоя за счет чисто электростатических эффектов, связанных с внесением проводника в электромагнитное поле.

Рассмотрим формирование разряда в однородном СВЧ поле, иницированного электроном, появившимся в момент $t=0$ в точке $r=0$. Пробой газа описывается уравнением

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} D \frac{\partial n_e}{\partial r} + (v_i(E) - v_a) n_e \quad (1)$$

с начальным условием $n_e|_{t=0} = \delta(r)$. Здесь n_e — плотность электронов, v_i — частота ионизации, v_a — частота прилипания. Напряженность поля накачки обозначим \mathcal{E}_0 , радиус плазмы R . Будем считать, что частота ионизации связана с напряженностью СВЧ поля соотношением $v_i(E) = v_{i0}(E/E_0)^{2\beta}$, где v_{i0} — частота ионизации, соответствующая полю E_0 , а $2\beta \sim 5-6$. Удобно выбрать E_0 равным пороговому полю пробоя, для которого выполнено условие $v_i(E_0) = v_a$, откуда следует $v_i(E) = v_a(E/E_0)^{2\beta}$. При $R < r_{De}$ будем считать $D = D_e$, а при $R > r_{De}$ $D = D_a$; D_e , D_a — коэффициенты диффузии электронов и амбиполярной диффузии, r_{De} — дебаевский радиус электронов.

* Мы не будем рассматривать разряд в сверхсильных полях, где колебательная энергия электронов выше потенциала ионизации [6]. Ускорением электронов в поле плазменного резонанса при высоких давлениях ($v/\omega > 1$) можно пренебречь.