зультатами свидетельствует о том, что природа шума не влияет на закономерности изменения СР, которые определяются, видимо, самим уравнением.

Авторы глубоко благодарны С. А. Ахманову, В. А. Выслоуху, В. П. Кандидову, П. С. Ланде, М. И. Рабиновичу за полезные обсуждения и Ю. И. Кузнецову за ценные критические замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Калафати Ю. Д., Малахов Б. А. Письма в ЖЭТФ, 1983, **37**, с. 486. [2] Huberman B., Crutchfield I. P. Phys. Rev. Lett., 1979, **43**, p. 1743. [3] Дмитриев А. С., Кислов В. Я., Спиро А. Г. Радиотехн. и электроника, 1983, **28**, с. 2430. [4] Афраймович В. С., Рабинович М. И., Угодников А. Д. Письма в ЖЭТФ, 1983, **38**, с. 64. [5] Chui S. T., Ma K. B. Phys. Rev. A, 1982, **26**, p. 2262. [6] Крюков Б. И., Середович Г. И. ДАН СССР, 1981, **258**, с. 311. [7] Novak S., Frehlich R. G. Phys. Rev. A, 1982, **26**, p. 3660. [8] Фейгенбаум М. УФН, 1983, **141**, с. 343.

Поступила в редакцию
30.01.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 5

УДК 621.384.633

КАЧЕСТВО ПУЧКА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЦЕЛЫХ РЕЗОНАНСОВ В ЦИКЛОТРОНЕ

Л. А. Саркисян, Т. А. Чернышенко

(НИИЯФ)

Повышение энергии протонов и ионов свыше E_0 на нуклон в кольцевых изохронных циклотронах связано с прохождением ряда целых резонансов по свободным радиальным колебаниям $Q_r=2, 3, 4, \ldots$ [1, 2]. Обычно прохождение целых резонансов в ускорителях связывалось с искажением замкнутой орбиты и значительным послерезонансным увеличением амплитуды свободных радиальных колебаний частицы. Устоявшаяся точка зрения [3, 4] состояла в том, что в стационарном режиме ($Q_r=\mathrm{const}$) в линейной системе искажение замкнутой орбиты бесконечно (частица резонанс не проходит) и нелинейность не может ограничить искажение орбиты в резонансе, создавая лишь новые проблемы. В силу этого считали, что достижимая энергия протонов в циклотроне ограничена целым резонансом $Q_r=2$ (энергия не более E_0) [3, 4].

Такая точка зрения принципиально неприменима к изохронному циклотрону, так как частота $Q_r\approx\gamma=1+W/E_0$ естественным образом возрастает в процессе ускорения (движение нестационарно) и существует сильная и сложная нелинейность, приводящая к неизохронности движения и силе трения, пропорциональной при больших скоростях квадрату скорости (энергии E_0 соответствует скорость $\beta=0{,}86$) [5—7]. В работе [5] впервые на основе численного моделирования по полным (нелинейным по r и r') уравнениям движения было установлено, что прохождение протонами наиболее опасного целого резонанса $Q_r=2$ сопровождается лишь конечным искажением замкнутой орбиты при сохранении эмиттанса пучка.

В магнитном поле с пространственной вариацией неоднородное нелинейное уравнение свободных радиальных колебаний имеет вид

$$x''+Q_{r0}^2x+\frac{x^3}{6}\frac{r\varepsilon}{\lambda\!\!\!^{-3}}\sin(r/\lambda\!\!\!^{-}-N\varphi)-\frac{1}{2r}x'^2=-r\varepsilon_s\cos s\varphi. \qquad (1)$$

Здесь $Q_{r0}^2 x + \frac{x^3}{6}\frac{r\varepsilon}{\lambda^3}\sin\left(\frac{r}{\lambda} - N\varphi\right)$ — нелинейная восстанавливающая упругая сила; $\frac{1}{2r}x'^2$ — нелинейная сила трения; ε и ε_s — амплитуды основной (N-й) и резонансной (s-й) гармоник поля; λ — параметр спирали Архимеда; r — радиус; φ — угол; $x' = dx/d\varphi$.

Нелинейный сдвиг частоты свободных радиальных колебаний равен

$$\Delta Q_r = \left[Q_{r0}^2\left(1 + 0{,}0625\frac{\varepsilon r a^2}{Q_{r0}^2}\right)^2 + \frac{a}{2Q_{r0}^2 r} + \frac{r\varepsilon_s}{Q_{r0}^3 a}\left(\frac{r\varepsilon}{6\lambda^3}\right)^{1/2}\right]^{1/2} - Q_{r0}, \quad (2)$$

где a — амплитуда радиальных колебаний.

В работах [5—7] впервые было показано, что уже нестационарность движения (основной эффект) ограничивает амплитуду вынужденных радиальных колебаний в резонансе. Неизохронность движения (зависимость частоты свободных радиальных колебаний от амплитуды вынужденных радиальных колебаний) приводит к дополнительно-

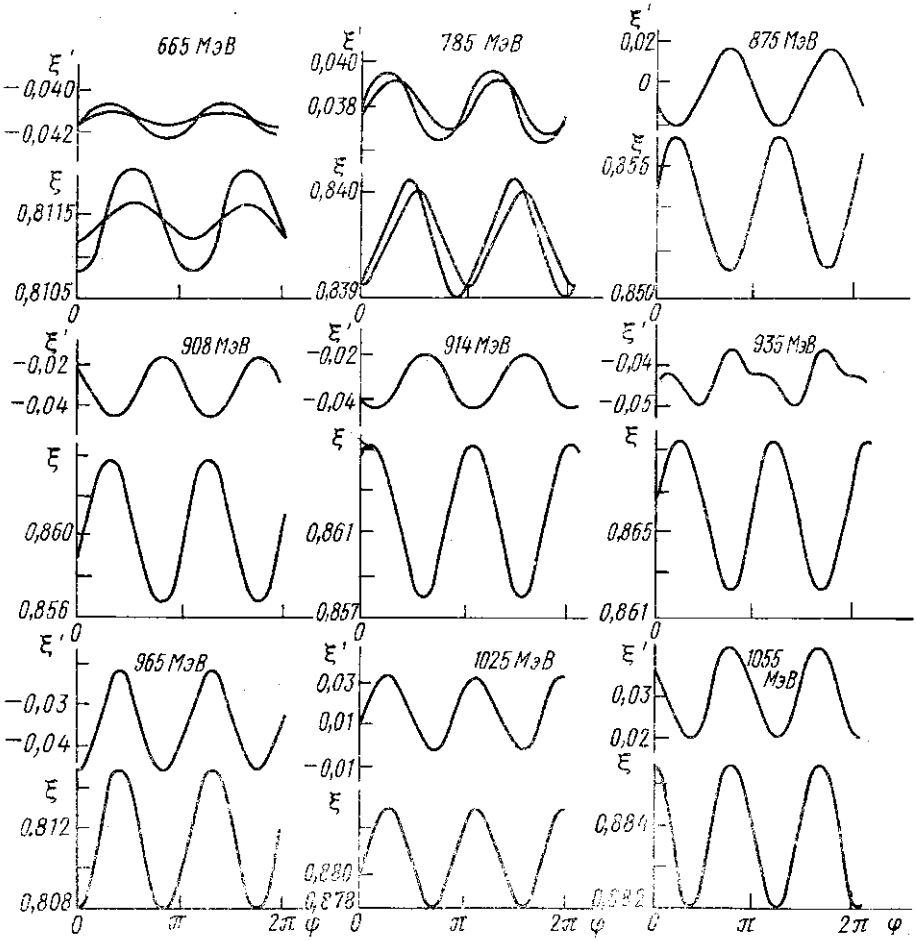

Рис. 1. Гладкая огибающая радиальной траектории ξ и расходимость ξ' четырех частиц пучка в статическом режиме на одном обороте в процессе прохождения целого резонанса $Q_r = 2$. Исходные координаты и энергии частиц взяты для случая $H_2 = 0{,}5$ Э и $eV = 3$ МэВ/об.

му уменьшению амплитуды в резонансе по сравнению с первым эффектом и смещает по радиусу зону резонанса. Поэтому в циклотроне резонанс достигается на меньшем радиусе (при меньшей энергии протона), чем в невозмущенном магнитном поле. Нелинейная сила трения приводит к дальнейшему уменьшению амплитуды в резонансе. В послерезонансной зоне она приводит к затуханию амплитуды пропорционально $(Q_r^2)^{-1}$.

На основании проведенных исследований была установлена ранее неизвестная закономерность прохождения целых резонансов в изо-

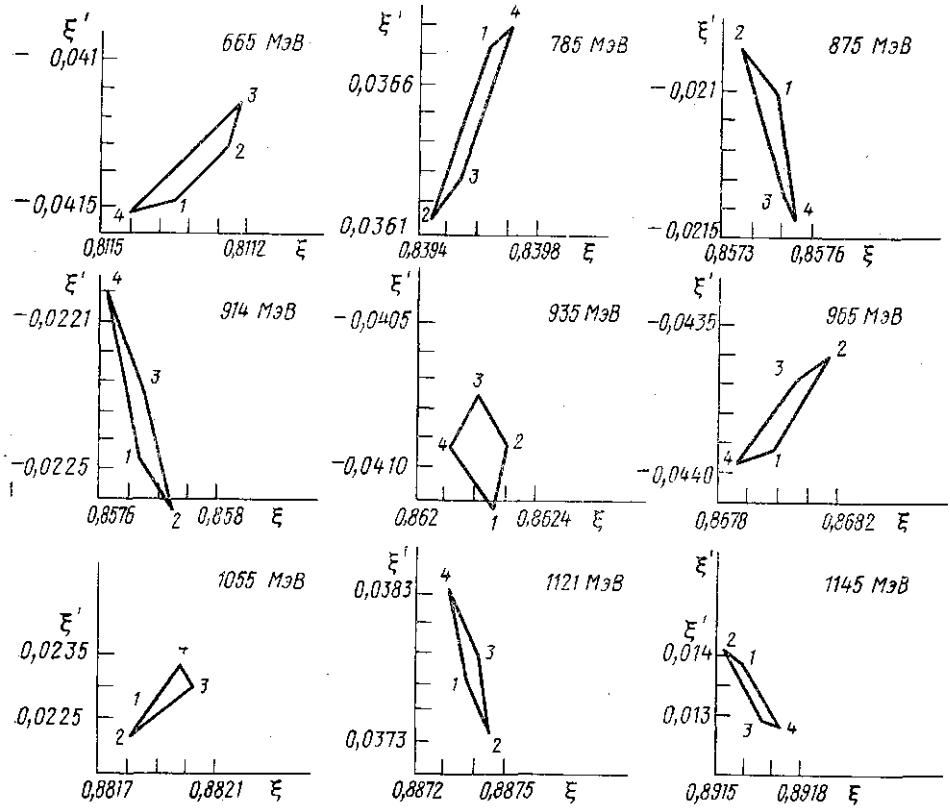

Рис. 2. Эмиттанс пучка на радиальной фазовой плоскости (ξ, ξ') в процессе прохождения целого резонанса $Q_r=2$ при $eV=3$ МэВ/об. и $H_2=0{,}5$ Э

хронном циклотроне, состоящая в том, что естественный рост частоты свободных радиальных колебаний в процессе ускорения, ее нелинейный сдвиг вследствие увеличения амплитуды вынужденных радиальных колебаний и нелинейная сила трения ограничивают искажение замкнутой орбиты в резонансе и позволяют осуществить медленное по набору энергии за оборот прохождение зоны резонанса, однако прохождение резонанса является быстрым — за долю оборота. После резонанса с ростом частоты Q_r (радиуса, энергии) амплитуда вынужденных радиальных колебаний затухает пропорционально $(Q_r^2)^{-1}$ при сохранении эмиттанса пучка [5—7].

В настоящей работе подробно исследуется качество протонного пучка после прохождения наиболее опасного целого резонанса $Q_r=2$

в изохронном циклотроне ($H_0=2$ кЭ, $N=20$, $\varepsilon=1$, $Q_z=1{,}1$, $1{,}72\leqslant Q_r\leqslant 5$, $r_\infty=1563{,}72$ см, $W_H=665$ МэВ). На рис. 1 приведены огибающие гладких радиальных траекторий $\xi=r/r_\infty$ и расходимостей $\xi'=\frac{1}{r_\infty}\frac{dr}{d\varphi}$ для четырех частиц пучка на одном обороте (построены по $2N=40$ точкам) в статическом режиме ($eV=0$) в процессе прохождения целого резонанса. Расчеты проведены по полным (нелинейным по ξ и ξ') уравнениям движения для случая, когда вторая гармоника поля $H_2=0{,}5$ ($\varepsilon_2=1{,}3\cdot10^{-4}$) и набор энергии за оборот $eV=3$ МэВ. Рис. 2 иллюстрирует поведение эмиттанса пучка на радиальной фазовой плоскости (ξ, ξ') в процессе ускорения.

На рис. 3 сопоставлены результаты динамического прохождения целого резонанса в циклотроне в линейной и нелинейной системах. Кривая *2* представляет собой амплитуду радиальных колебаний протона, возбужденную при прохождении целого резонанса в линейной системе. Кривая *3* — амплитуда суммарных радиальных, в основном вынужденных, колебаний протона в нелинейной системе. Видно (кривая *5*), что в нелинейной системе исходная амплитуда свободных радиальных колебаний пучка (3,1 мм) адиабатически затухает пропорционально Q_r^{-1} при увеличении энергии. Таким образом, впервые показано, что в нелинейной системе в послерезонансной зоне уменьшается амплитуда свободных радиальных колебаний пучка, расходимость пучка $\Delta\xi'=\frac{1}{2}|\xi'_{max}-\xi'_{min}|$ соответственно возрастает (кривая *4*), так что эффективный эмиттанс пучка ($\varepsilon\approx0{,}58\pi$ мм·мрад) сохраняется в процессе ускорения (см. кривую *1* рис. 3 и также рис. 2). Из сопоставления кривых *2* и *3* рис. 3 видно, что максимумы кривых примерно равны и нарастающие части кривых близки по форме. Таким образом, кривая *2* рис. 3 описывает амплитуду вынужденных радиальных колебаний протона в процессе прохождения целого резонанса, и максимум амплитуды вынужденных колебаний может быть оценен в линейной системе как

$$a=1{,}18\frac{\pi r\varepsilon_s}{s}\left(\frac{W}{eV}\right)^{1/2}, \tag{3}$$

т. е. асимптотическое значение амплитуды должно быть увеличено на 18%. Отметим, что в динамическом режиме в линейной системе резонансная кривая несимметрична.

Проведенные исследования показали, что требования к набору энергии за оборот и к допуску на резонансные гармоники поля определяются фазовым движением и допустимым искажением замкнутой орбиты в резонансе. Это позволяет в кольцевых циклотронах при ускорении протонов до энергии ~ 4 ГэВ использовать набор энергии за оборот ~5 МэВ при допуске на низшие гармоники поля ~0,25—0,5 Э.

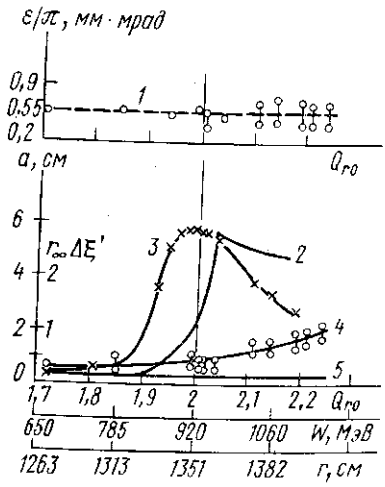

Рис. 3. Динамическое прохождение целого резонанса $Q_r=2$ в циклотроне в линейной и нелинейной системах при $H_2=0{,}5$ Э и $eV=3$ МэВ/об.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Саркисян Л. А. Тр. II Всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц. Т. 1. М.: Наука, 1972, с. 33; Атомная энергия, 1971, 30, № 5, с. 446; 1972, 32, № 1, с. 55. [2] Саркисян Л. А. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1980, 21, № 5, с. 85. [3] Дмитриевский В. П. Препринт ОИЯИ, Р9—9341. Дубна, 1976, с. 178. [4] Лебедев А. Н., Шальнов А. В. Основы физики и техники ускорителей. Т. 2. М.: Энергоиздат, 1982. [5] Sarkisyan L. A. Proc. 7th Int. Conf. on Cyclotrons and their Applications. Basel, 1975, p. 324. [6] Саркисян Л. А. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1976, 17, № 3, с. 282; 1979, 20, № 3, с. 45; Тр. VI Всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц. Т. 1. Дубна, 1979, с. 185; Тр. Междунар. рабочего совещ. по технике изохронных циклотронов. Краков, Raport 1069/PL, 1980, с. 128; Nucl. Inst. and Meth., 1977, 142, p. 393; Proc. KAON FACTORY WORKSHOP. Vancouver, TRI-79-1, p. 203, 1979. [7] Саркисян Л. А. Тр. Всесоюз. совещ. по ускорителям ионов низких и средних энергий. Киев, 1982, с. 178; Nucl. Inst. and Meth., 1983, 207, p. 325; Тр. VIII Всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц. Т. 2. Дубна, 1983, с. 106.

Поступила в редакцию
20.02.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 5

УДК 621.373.826.038.823

МОЩНЫЙ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫЙ ЛАЗЕР НА ЭКСИМЕРЕ XeCl С ВЫСОКОЙ ВРЕМЕННОЙ СТАБИЛЬНОСТЬЮ И МАЛЫМ ВРЕМЕНЕМ СРАБАТЫВАНИЯ

М. С. Джиджоев, В. Т. Платоненко, В. К. Попов

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Достигнутые в настоящее время успехи в получении больших удельных и полных энергосъемов, высоких КПД на эксимерных лазерах ставят эти системы вне конкуренции среди различных источников излучения УФ диапазона длин волн [1]. Они находят широкое применение в фотохимии [2], лазерной очистке вещества [3], программах по разделению изотопов урана [4] и лазерному термоядерному синтезу [5]. Одним из перспективных направлений использования эксимерных лазеров является получение мощных ультракоротких импульсов УФ излучения длительностью $1 \div 10$ нс и интенсивностью более 1 ГВт/см^2 [6].

При работе эксимерного лазера в качестве усилителя пикосекундных импульсов задающего генератора существенные требования накладываются на скорость и временную стабильность срабатывания эксимерной системы. Так, например, известно, что при использовании в качестве задающего генератора лазера на АИГ : Nd^{3+} с пассивной синхронизацией мод временной разброс возникновения цуга пикосекундных импульсов достигает нескольких десятков микросекунд [7], а интервал между импульсами в цуге при длине резонатора $L=1{,}5$ м равен $2L/C=10$ нс. Поэтому единственным способом синхронизации генератора и усилителя является запуск усилителя от первых импульсов цуга. При этом задержка создания инверсной населенности в эксимерной среде должна быть меньше длительности цуга, а временной разброс не должен превышать нескольких наносекунд.

В настоящей работе описывается XeCl-эксимерный лазер с энергией излучения ≈ 300 мДж, длительностью импульса $\tau_и \approx 15$ нс, имеющий время срабатывания 100 нс и временную стабильность лучше ± 3 нс. Электрическая схема приведена на рис. 1. Батареи конденсаторов C_1 и C_2 набраны из конденсаторов К15-10 и имеют емкость 0,14 мкФ каждая. Коммутация высокого напряжения осуществлялась