

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

3766/2-80

Р9-80-368 11/8-80

В.С.Александров, Ю.И.Алексахин, Н.Ю.Казаринов,
Э.А.Перельштейн, В.Ф.Шевцов, Б.Г.Шинов

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
ВЫВОДА ЭЛЕКТРОННО-ИОННЫХ КОЛЕЦ
В УСКОРИТЕЛЬНЫЙ ТРАКТ КУТИ ОИЯИ

1980

В коллективном ускорителе тяжелых ионов ОИЯИ для вывода кольца в область ускоряющего магнитного поля используется схема с шунтировкой одной из катушек последней ступени сжатия^{/1/}. При таком способе вывода с течением времени глубина потенциальной магнитной ямы, в которой находится кольцо, уменьшается, а ее центр смещается от медианной плоскости камеры адгезатора в сторону ускорительного тракта. В последних экспериментах по ускорению электронно-ионных колец^{/2/} эта схема дополнена специальной одновитковой катушкой, расположенной вблизи медианной плоскости, позволяющей синхронизировать движение кольца с импульсом электрического поля в ускоряющей секции КУТИ. Импульс тока в витке формируется с помощью двух генераторов тока, один из которых дает длительный импульс, создающий магнитный потенциальный барьер для кольца, а другой, создающий ток обратного направления, быстро снимает этот барьер. Кроме того, этот виток создает в области кольца магнитное поле с показателем n , отличным от нуля, что обеспечивает устойчивость когерентных радиальных колебаний электронов.

В данной работе процесс вывода электронно-ионных колец рассмотрен на ЭВМ с помощью модели укрупненных частиц, основные положения которой изложены в работе^{/3/}.

В отсутствие витка характерное время вывода составляет несколько сотен микросекунд, за которое ионы успевают совершить $\sim 10^4$ колебаний в поле электронов. При численном моделировании выбор шага интегрирования уравнений движения ограничен сверху величиной $\Delta T \approx 0,1 \cdot 2\pi / \omega_x^e \approx \omega^{-11}$ с, где ω_x^e - частота радиальных бетатронных колебаний электронов. Поскольку отношение частот колебаний электронов и ионов как минимум составляет $\omega_x^e / \omega_x^a \approx 10$, то моделирование процесса вывода в реальном масштабе времени потребовало бы значительных затрат времени на ЭВМ. Поэтому время снятия магнитной потенциальной ямы в расчетах ограничивалось тремя-пятью периодами ионных колебаний, что обеспечивало адиабатичность процесса.

При численном моделировании были использованы рассчитанные в работе^{/1/} величины индукции магнитного поля, создаваемого ускоряющим соленоидом. Распределение радиальной компоненты этого поля B_r вдоль оси z на различных радиусах показано на рис.1. Величины радиусов указаны рядом с соответствующими кривыми. Магнитный потенциальный барьер в месте расположения кольца создавался витком с током, направленным противоположно

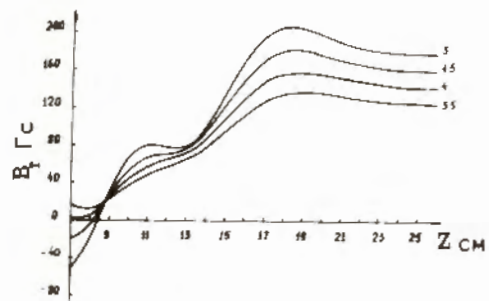


Рис.1. Распределение радиальной компоненты магнитного поля B_r вдоль оси z в области вывода на различных радиусах.

току в соленоиде. Этот виток помещался на расстоянии 7 см от медианной плоскости, имел радиус 2,5 см, и амплитуда тока в нем I_0

составляла 400 А. Электронно-ионное кольцо находилось в суммарном поле, создаваемом ускоряющим соленоидом и этим витком. Снятие магнитной потенциальной ямы происходило при линейном спаде тока в витке:

$$I_b = I_0 \frac{mT_i - t}{mT_i}, \quad (1)$$

где mT_i - время m периодов ионных колебаний. Динамика снятия потенциальной ямы на разных радиусах показана на рис.2а-2е. Отметим нелинейный характер магнитного поля вблизи точки снятия ямы.

Начальная аксиальная координата центра масс кольца радиуса $R = 3,8$ см задавалась так, чтобы значение суммарной радиальной компоненты индукции магнитного поля $B_{rs} = 0$. При малых отклонениях от этой точки центр масс кольца совершает радиальные и аксиальные бетатронные колебания с частотами $\nu_r = \sqrt{1-p}$ и $\nu_z = \sqrt{p}$ соответственно. Из рис.2а-2е видно, что с течением времени глубина потенциальной магнитной ямы уменьшается, а аксиальные координаты, соответствующие $B_{rs} = 0$, перемещаются в сторону вывода. После снятия магнитной потенциальной ямы электронно-ионное кольцо попадает в область ускоряющего магнитного поля.

Величины компонент индукции магнитного поля и векторного потенциала задавались в программе расчета в виде двумерных таблиц, а для определения их значений в точке нахождения частиц использовалась линейная интерполяция двумерного массива.

Как видно из рис.2а-2е, в процессе снятия ямы показатель

$$\text{спада } \alpha = -\frac{R}{B_{z0}} \left. \frac{\partial B_r}{\partial z} \right|_{r=r_0, z=z_0} \text{ обращается в нуль, здесь}$$

r_0, z_0 - координаты равновесной частицы кольца. Внешняя фокусировка в аксиальном направлении исчезает, и, чтобы выдержать

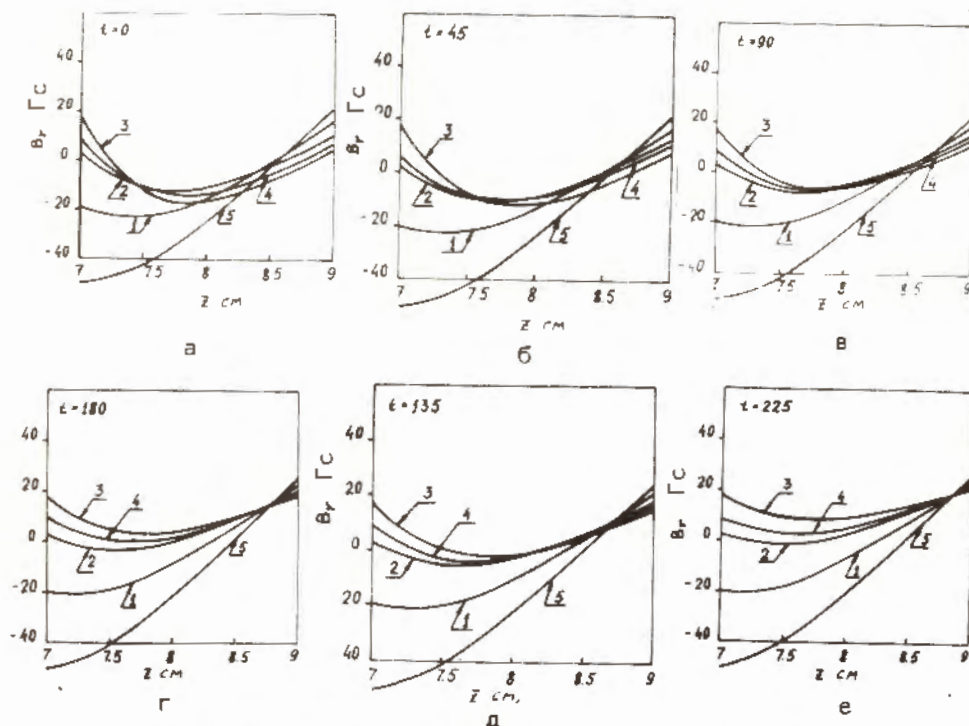


Рис.2. Распределение радиальной компоненты магнитного поля B_r вблизи точки снятия ямы в различные моменты времени на радиусах: кривая 1 - $R = 3,5$ см, 2 - $R = 4$ см, 3 - $R = 4,5$ см, 4 - $R = 3,8$ см, 5 - $R = 5$ см.

действие внешних сил, приводящих к поляризации пучка и стремящихся разорвать его на компоненты, требуется достаточно сильная самофокусировка кольца. Это накладывает ограничения на производные радиальной составляющей магнитного поля B_r на конечном этапе вывода кольца. В работах [4,5] показано, что для моноэнергетического пучка условие его компактности в точке снятия ямы имеет вид

$$Q_B^2 > \frac{Ra}{2} \frac{1}{B_z} \left. \frac{\partial^2 B_r}{\partial z^2} \right|_{z=z_{вр}}, \quad (2)$$

где Q_B - частота аксиальных бетатронных колебаний электронов, отнесенная к частоте ω_0 их обращения в кольце радиуса R :

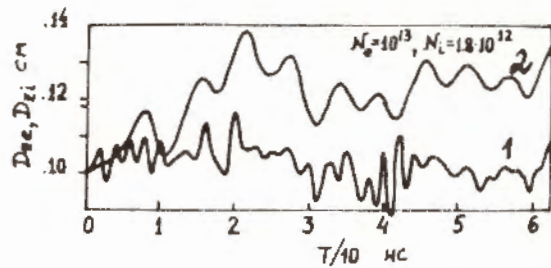


Рис.3. Временное изменение аксиальных дисперсий электронов $D_{ze}/1$ и ионов $D_{zi}/2$ при $N_e = 10^{13}$, $N_i = 1,8 \times 10^{12}$, $a_e = a_i = 0,2$ см.

$$Q_s = \left[\frac{4e^2 R^2}{m \gamma_e b(a+b)c^2} \sum_a Z_a \bar{N}_a + n \right]^{1/2} \quad /3/$$

В формулах /2/, /3/ e , m - заряд электрона и его масса; a и b - размеры малого эллиптического сечения кольца; Z_a и \bar{N}_a - зарядность и линейная плотность ионной компоненты сорта a ; γ_e - релятивистский фактор обращения электронов; c - скорость света в вакууме; B_z - индукция аксиальной компоненты магнитного поля; z_{sp} - координата точки снятия ямы. В моделируемом нами процессе снятия ямы максимальная величина

$$\frac{1}{B_z} \frac{\partial^2 B_r}{\partial z^2} \Big|_{z=z_{sp}} \approx 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2}.$$

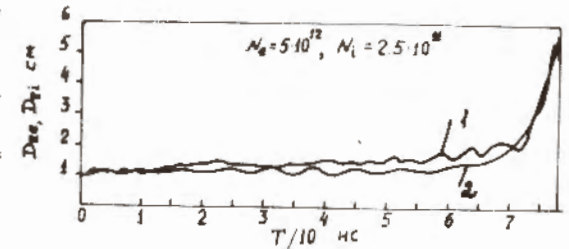
Расчеты процесса накопления ионов азота из остаточного газа в камере адгезатора КУТИ ОИЯИ /8/ показывают, что за время сжатия кольца в нем в основном образуются пятизарядные ионы и в зависимости от давления остаточного газа p в камере фактор нейтрализации заряда $f_a = \sum_a Z_a \bar{N}_a / \bar{N}_e$ изменяется от $f_a = 0,2$ при $p = 10^{-8}$ Тор до $f_a = 1$ при $p = 10^{-7}$ Тор. Для кольца с числом электронов $N_e = 2\pi R \bar{N}_e$, $a = b = 0,2$ см, $R = 3,8$ см, $\gamma_e \approx 39$, $f_a = 0,2$, величина Q_s^2 в ~ 30 раз больше, чем правая часть неравенства /2/. Учет конечного полуразброса по энергиям $\Delta E/E$ приводит к следующему условию компактности кольца в точке снятия ямы /5/:

$$Q_s^2 > \frac{Ra}{2} \frac{1}{B_z} \frac{\partial^2 B_r}{\partial z^2} \Big|_{z=z_{sp}} + \frac{R^2}{a} \frac{\Delta E}{E} \frac{1}{B_z} \frac{\partial B_r}{\partial r} \Big|_{z=z_{sp}} \quad /4/$$

Для пучка с вышеприведенными параметрами, $\Delta E/E = 0,2$, в маг-

нитном поле с $\frac{1}{B_z} \frac{\partial B_r}{\partial r} \Big|_{z=z_{sp}} \approx 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ величина Q_s^2

Рис.4. Зависимость аксиальных дисперсий электронов $D_{ze}/1$ и ионов $D_{zi}/2$ от времени при $N_e = 5 \cdot 10^{12}$, $N_i = 2,5 \cdot 10^{11}$, $a_e = a_i = 0,2$ см.



примерно на порядок превосходит значение правой части неравенства /4/. Таким образом, нелинейность внешнего поля в окрестности точки вывода не оказывает существенного влияния на компактность колец с параметрами, получаемыми на КУТИ ОИЯИ.

Вывод кольца изучался на ЭВМ с помощью укрупненных частиц - колец /8/. Начальное распределение частиц-электронов и частиц-ионов в фазовом пространстве выбиралось микроканоническим. В расчетах электронно-ионное кольцо имитировалось 132 частицами-электронами и таким же числом частиц-ионов. Изучалось изменение во времени малых размеров электронной и ионной компонент при различных количествах электронов и ионов в кольце и разных начальных размерах малого поперечного сечения компонент. Динамика укрупненных частиц прослеживалась в процессе снятия ямы с помощью уравнений /2/ работы /3/.

На рис.3-6 показано изменение во времени аксиальных дисперсий электронов D_{ze} и ионов D_{zi} при различных параметрах. Мы рассматривали кольца, загруженные ионами азота с массовым числом $A = 14$ и средней зарядностью $Z_a = 5$. Из рис.3 видно, что высокая степень нейтрализации заряда приводит к тому, что с течением времени размеры малого сечения ионной компоненты становятся значительно больше размеров соответствующего сечения компоненты электронов. Кольца с такими распределениями не пригодны для дальнейшего ускорения, т.к. сила, действующая на ионы со стороны электронов, сильно уменьшается с ростом поляризации компонент кольца. Этот вывод подтверждается результатами работы /7/, где показано, что коэффициент запаса k убывает с ростом отношения размеров электронной и ионной компонент $v = a_e/a_i$ как $(1+v^2)^{-1/2}$.

На рис.4 показано изменение во времени аксиальных дисперсий электронов и ионов при $N_e = 5 \cdot 10^{12}$, $N_i = 2,5 \cdot 10^{11}$ и $a_e = a_i = 0,2$ см. Видно, что при снятии потенциальной ямы величины дисперсий существенно не изменяются и примерно равны друг другу. Резкий рост размеров компонент происходит лишь после того, как кольцо попадает в область полей с относительно высокими значениями ускоряющих градиентов. Изменение во времени

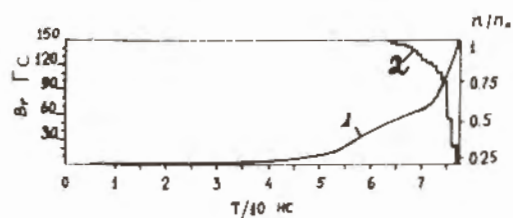
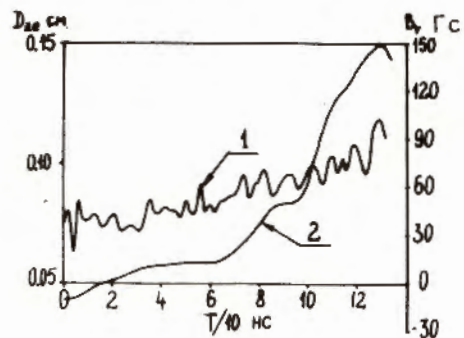


Рис.5. Изменение во времени радиальной компоненты магнитного поля B_r и доля оставшихся в кольце ионов n_i/n_e .

радиальной компоненты магнитного поля B_r , вычисленной в центре масс электронов, и потери электронов из кольца можно проследить на рис.5. Моделирование процесса снятия ямы и вывода кольца в сторону ускорительного тракта при тех же количествах электронов и ионов, но с размерами: 1/ $a_e = a_i = 0,15$ см, 2/ $a_e = 0,15$ см, $a_i = 0,1$ см показало, что компактное ускорение прекращается, как и в случае $a_e = a_i = 0,2$ см, из-за потерь электронов. Различие состоит лишь в том, что разрыв компонент наступает при значениях индукции ускоряющей компоненты магнитного поля B_r , больших, чем в первом случае. Причина этого состоит в том, что кольцо попадает в область градиентов, величины которых выше предельно допустимых для компактного ускорения кольца. Так, в приведенном примере величина силы, действующей на электроны со стороны внешнего магнитного поля в окрестности снятия ямы $v_z \approx 11$ см/с, примерно вдвое превосходит силу, действующую на них со стороны ионов и удерживающую их в кольце.

Увеличение загрузки кольца ионами позволяет осуществлять вывод кольца в область с постоянным градиентом ускоряющего поля без нарушения компактности. Рис.6 иллюстрирует изменение во времени аксиальных дисперсий электронов при $N_e = 7 \cdot 10^{12}$, $N_i = 7 \cdot 10^{11}$, $a_e = a_i = 0,15$ см, когда вывод электронно-ионного кольца в ускорительный тракт не сопровождается потерей частиц /кривая 1/.



Временное изменение радиальной компоненты магнитного поля B_r , вычисленной в центре масс кольца, показано на этом же рисунке /кривая 2/.

Рис.6. Временная зависимость аксиальной дисперсии электронов D_{z0} /1/ и поля B_r /2/.

Магнитные поля, использованные в расчете распределения магнитных полей, соответствуют сформированным в последних экспериментах на КУТИ ОИЯИ.

На основе расчетов можно заключить, что при фиксированном числе электронов и ионов существует предельный ускоряющий градиент, при превышении которого компактное ускорение прекращается из-за разрыва компонент. В случае колец с параметрами, близкими к полученным на КУТИ ОИЯИ, его величина составляет $\frac{\partial B_z}{\partial z} = 60-70$ Гс/см.

Все рассмотренные выше случаи относятся к движению кольца в азимутально-симметричном магнитном поле. Если в магнитном поле, с помощью которого осуществляется вывод кольца, присутствует первая гармоника его аксиальной составляющей $\Delta B_z(\theta)$, то при снятии ямы возможно прохождение целого резонанса когерентных радиальных колебаний, приводящего к смещению кольца как целого от оси ускорителя на величину, определяемую соотношением /8/

$$\bar{x} = R \left| \frac{\Delta B_z}{B_{z0}} \right| \left(\frac{dv_r}{dN} \right)^{-1/2}, \quad /5/$$

где dv_r/dN - скорость прохождения резонанса, $N = \omega_0 t / 2\pi$. При подстановке в /5/ параметров $\Delta B_z/B_{z0} \sim 10^{-3}$, $dv_r/dN \sim 10^{-6}$ и $R = 4$ см получаем отклонение центра кольца от оси $\bar{x} = 1,5$ см, которое экспериментально наблюдалось на КУТИ ОИЯИ /8/.

Значительные отклонения кольца приводят к тому, что электроны, находящиеся в разных азимутальных сечениях, испытывают действие аксиальных сил, величины которых могут отличаться друг от друга в 1,5-2 раза. Из рис.1 видно, например, что при $z = 11$ см величины B_r на радиусах 3,5 и 5 см отличаются в 1,6 раза.

В начале ускорения в области, где величины ускоряющих градиентов далеки от предельных, ионы в среднем следуют за электронами, поскольку время пересечения резонанса $\nu_r = 1$ составляет несколько периодов ионных колебаний. Уравнения когерентного аксиального движения электронов и ионов в кольце при наличии радиальной компоненты магнитного поля b_r и его градиента $\partial b_r / \partial r$ имеют вид

$$\frac{\partial^2 z_e}{\partial r^2} + 2 \frac{\partial^2 z_e}{\partial r \partial \theta} + \frac{\partial^2 z_e}{\partial \theta^2} + \beta_1 (z_e - z_i) = \frac{R}{B_{z0}} \frac{\partial b_r}{\partial r} \bar{x} + \frac{R b_r}{B_{z0}}, \quad /6/$$

$$\frac{\partial^2 z_i}{\partial r^2} + \beta_2 (z_i - z_e) = 0, \quad /7/$$

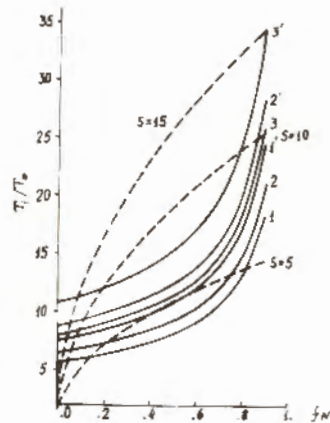


Рис.7. Зависимости отнесенных к периоду обращения электронов T_0 периодов ионных колебаний T_i /сплошные кривые/ и времени прохождения кольцом области резкого роста ускоряющих градиентов длины S /пунктирные кривые/ от величины фактора нейтрализации f_N .

где z_e и z_i - аксиальные координаты электронов и ионов соответственно, θ - азимутальная координата частицы, $\tau = \omega_0 t$ - безразмерное время, β_1 и β_2 - безразмерные квадраты частот колебаний электронов в поле ионов и ионов в поле электронов соответственно, $x = \bar{x} \cos \theta$ - ра-

диальное отклонение частицы при медленном прохождении резонанса $v_r = 1$. При медленном дрейфе кольца в области снятия ямы, где $b_r \approx 0$, производными координат по времени можно пренебречь и рассмотреть стационарные решения системы /6/, /7/. Из последнего уравнения следует, что аксиальная поляризация компонента $z_p = z_e - z_i = 0$, а максимальная величина аксиального смещения электронов определяется соотношением

$$z_e = \frac{R}{B_{z0}} \frac{\partial b_r}{\partial \tau} \bar{x}. \quad /8/$$

В области снятия ямы $\frac{1}{B_{z0}} \frac{\partial b_r}{\partial \tau} \approx 3,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ и $z_e \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, что гораздо меньше размера пучка. Следовательно, в этой области радиальный дрейф не приводит к нарушению компактности кольца.

При дальнейшем перемещении в сторону вывода смещенное от оси ускорителя кольцо проходит область, где величина индукции ускоряющего магнитного поля B_r резко возрастает / $z = 13 \div 18 \text{ см}$ на рис.1/. Действие этого поля вызывает ускоренное движение кольца, причем время прохождения этой области t_p меньше или сравнимо с периодом ионных колебаний T_i . Соотношение деленных на период обращения электронов T_0 времен T_i и t_p в зависимости от фактора нейтрализации f_a иллюстрирует рис.7. Кривые 1, 2, 3 показывают изменение T_i/T_0 при $N_e = 10^{18}, 7,5 \cdot 10^{12}$ и $5 \cdot 10^{12}$ соответственно для колец с размером малого сечения $a = 0,15 \text{ см}$; кривые 1', 2', 3' - при тех же значениях N_e , но с $a = 0,2 \text{ см}$. Пунктирные кривые показывают, как в зависимости

от f_a изменяется безразмерное время t_p/T_0 , необходимое для прохождения области быстрого изменения B_r длиной $S = 5, 10$ и 15 см . В рассматриваемых нами случаях $f_a = 0,25$, и из рис.7 видно, что $t_p \leq T_i$, поэтому в уравнении /7/ зависимость координат ионов от времени пренебречь нельзя.

Решение системы уравнений /6/, /7/ будем искать в виде

$$z_{e,i} = z_{e,i}^{(0)} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_{e,i}^{(n)} \cos n\theta + b_{e,i}^{(n)} \sin n\theta). \quad /9/$$

Подставляя /9/ в /6/ и /7/, получаем уравнения, определяющие изменение во времени поляризации компонент $p_{ei}^{(0)} = z_e^{(0)} - z_i^{(0)}$ и величин $a_{e,i}^{(1)}, b_{e,i}^{(1)}$:

$$\frac{d^2 p_{ei}^{(0)}}{d\tau^2} + (\beta_1 + \beta_2) p_{ei}^{(0)} = \frac{R b_r(\tau)}{B_{z0}}, \quad /10/$$

$$\frac{d^2 a_e^{(1)}}{d\tau^2} - 2 \frac{d b_e^{(1)}}{d\tau} - a_e^{(1)} + \beta_1 (a_e^{(1)} - a_i^{(1)}) = \frac{R}{B_{z0}} \frac{\partial b_r}{\partial \tau} \bar{x}, \quad /11/$$

$$\frac{d^2 b_e^{(1)}}{d\tau^2} + 2 \frac{d a_e^{(1)}}{d\tau} - b_e^{(1)} + \beta_1 (b_e^{(1)} - b_i^{(1)}) = 0, \quad /12/$$

$$\frac{d^2 a_i^{(1)}}{d\tau^2} + \beta_2 (a_i^{(1)} - a_e^{(1)}) = 0, \quad /13/$$

$$\frac{d^2 b_i^{(1)}}{d\tau^2} + \beta_2 (b_i^{(1)} - b_e^{(1)}) = 0. \quad /14/$$

Изменения коэффициентов $a_{e,i}^{(n)}, b_{e,i}^{(n)}$ ($n > 1$) определяются системой уравнений, аналогичной /10/-/14/, но с нулевыми правыми частями. Интересуясь лишь коэффициентами при первой гармонике $a_{e,i}^{(1)}, b_{e,i}^{(1)}$, положим все величины $a_{e,i}^{(n)} = b_{e,i}^{(n)} = 0$ ($n > 1$).

Увеличение индукции ускоряющего магнитного поля b_r от нуля до максимального значения происходит за времена, много большие периода колебаний поляризации $T_p = 2\pi/(\beta_1 + \beta_2)^{1/2}$, что позволяет пренебречь в уравнении /10/ производной поляри-

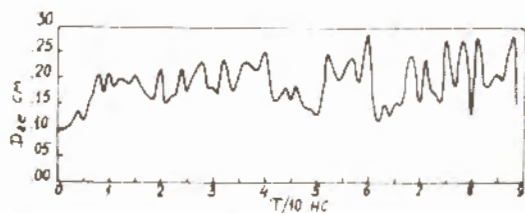


Рис.8. Изменение во времени аксиальной дисперсии электронов D_{z0} при $N_e = 10^{13}$, $N_i = 5 \cdot 10^{11}$, $a = 0,2$ см.

зации по времени. В этом случае стационарная поляризация кольца определяется соотношением

$$p_{ei}^{(0)} = \frac{R b_r}{B_{z0}} \frac{1}{\beta_1 + \beta_2} \quad /15/$$

Приступая к решению системы уравнений /11/-/14/, заметим, что изменение ускоряющего поля происходит медленно по отношению к электронам ($t_p \gg T_0$), поэтому в уравнениях /11/, /12/ будем пренебрегать производными по времени и положим $b_{e,i}^{(1)} = 0$. Решение системы /11/, /13/ с начальными условиями

$$a_{e,i}^{(1)} = 0, \quad \frac{da_i^{(1)}}{dt} = 0 \text{ имеет следующий вид:}$$

$$a_e^{(1)} = \frac{R}{B_{z0}} \frac{\partial b_r}{\partial t} \bar{x} \left[(1 - \cos \lambda r) + \frac{\cos \lambda r}{1 - \beta_1} \right], \quad /16/$$

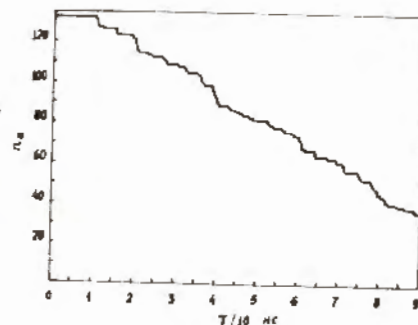
$$a_i^{(1)} = \frac{R}{B_{z0}} \frac{\partial b_r}{\partial t} \bar{x} (1 - \cos \lambda r), \quad /17/$$

где $\lambda = [\beta_2 / (1 - \beta_1)]^{1/2}$. Из этих соотношений следует, что смещение кольца от оси ускорителя приводит к дополнительной поляризации компонент:

$$p_{ei}^{(1)} = \frac{R}{B_{z0}} \frac{\partial b_r}{\partial t} \frac{\bar{x} \cos \lambda r}{1 - \beta_1} \cos \theta. \quad /18/$$

При параметрах колец, получаемых на КУТИ ОИЯИ /9/, величина β_1 близка к единице, например, при $N_e = 10^{13}$, $N_i = 4 \cdot 10^{11}$, $a = 0,15$ см, $R = 3,8$ см, $\gamma_e = 39$, $\beta_1 \approx 0,8$. Максимальная величина $p_{ei}^{(1)}$ в этом случае составляет $\approx 0,1$ см и сравнима с малым размером пучка. Учитывая, что величина поляризации $p_{ei}^{(0)}$ /15/ может достигать $1/6 \div 1/4$ полуразмера пучка,

Рис.9. Количество укрупненных частиц n_e , оставшихся в кольце, как функция времени при параметрах, соответствующих рис.8.



приходим к выводу, что движение смещенного от оси ускорителя кольца может сопровождаться потерей электронов, а время, в течение которого эти потери происходят, сравнимы с t_p .

Качественно такие же результаты получались в некоторых экспериментах по ускорению ионов на КУТИ. В случаях, когда наблюдалось смещение центра кольца от оси ускорителя, датчики γ -излучения на выходе ускоряющей секции регистрировали сигнал, длительность которого в зависимости от вакуумных условий составляла несколько десятков и даже сотен наносекунд, что значительно превышает характерное время γ -сигнала при компактном ускорении кольца / $t_e \approx 0,1$ нс/. Эти результаты можно, по-видимому, объяснить с помощью рассмотренного выше механизма потери электронов.

Результаты проведенного рассмотрения проверялись в численном эксперименте на ЭВМ с использованием модели укрупненных частиц. Изучалась динамика частиц в одном из азимутальных сечений кольца. Считая кольцо азимутально-симметричным, мы учитывали радиальное смещение его центра, добавляя к ускоряющему /заданному двумерным массивом/ магнитному полю B_r зависящую от времени поправку согласно соотношению

$$\bar{B}_r = B_r + b_r \sin \omega_0 t. \quad /19/$$

При моделировании на ЭВМ решались лишь уравнения движения частиц-электронов, а координаты ионов считались неизменными в интервале, равном двум периодам обращения электронов в кольце. Через этот промежуток времени аксиальные координаты ионов сдвигались на величину, равную разности усредненных по двум периодам электронных оборотов координат центра масс электронной компоненты \bar{z}_{ze} и поляризации \bar{p}_{ei} :

$$z = z_{e0} + \bar{z}_{ze} - \bar{p}_{ei}. \quad /20/$$

Величина амплитуды первой гармоники ускоряющего поля выбиралась равной $b_r = 60$ Гс. Как и в случае азимутально-симметричного поля, электронное кольцо имитировалось 132 укрупненными частицами-кольцами. Потери ионов в рассмотрение не вводились, их распределение по сечению кольца считалось неизменным.

На рис. 8,9 показаны изменения во времени аксиальной дисперсии электронов и чисел оставшихся в кольце укрупненных частиц. На рис. 8 видно увеличение аксиального размера электронной компоненты, сопровождающееся потерей частиц-электронов, хотя максимальное значение V_z меньше предельно допустимого. В отличие от случая движения в азимутально-симметричном поле наличие первой гармоники ускоряющего поля приводит к срыву компактного ускорения.

Таким образом, численное моделирование вывода электронно-ионного кольца в магнитных полях, близких к сформированному на КУТИ ОИЯИ, показывает, что компактный вывод возможен: 1/ при наличии в кольце не менее $7 \cdot 10^{12}$ электронов; 2/ при вакууме, обеспечивающем фактор нейтрализации заряда в пределах $0,25 < \leq f_a < 0,9$ и 3/ при величинах первой гармоники ускоряющего магнитного поля, вызывающих незначительное смещение центра кольца от оси ускорителя $\Delta V_z / V_{z0} < 10^{-3}$. На КУТИ ОИЯИ в результате уменьшения амплитуды первой гармоники в экспериментах удалось добиться смещения центра, не превышающего $1,5 \text{ мм}^{5/8}$, что соответствует $\Delta V_z / V_{z0} = 10^{-4}$. В значительной мере улучшению стабильности вывода способствует введение специального дополнительного синхронизирующего витка, позволяющего уменьшить радиальное смещение центра кольца за счет сильного увеличения скорости прохождения резонанса $\nu_r = 1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Александров В.С. и др. ОИЯИ, Р9-10118, Дубна, 1976.
2. Долбилов Г.В. и др. ОИЯИ, Р9-12414, Дубна, 1979.
3. Александров В.С. и др. ОИЯИ, Р9-11949, Дубна, 1978.
4. Pellegrini C., Sessler A.M. ERAN-45, LRL, Berkeley, Calif., 1969.
5. Collective Ion Acceleration (With Contributions by C.L.Olson, U.Schumacher). Springer-Verlag, Berlin, Geidelberg, New-York, 1979.
6. Перельштейн Э.А., Ширков Г.Д. ОИЯИ, Р9-11412, Дубна, 1978.
7. Казаринов Н.Ю., Перельштейн Э.А. ОИЯИ, Р9-12441, Дубна, 1979.
8. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. Атомиздат, М., 1979.
9. Саранцев В.П. и др. ОИЯИ, Р9-10917, Дубна, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 мая 1980 года.