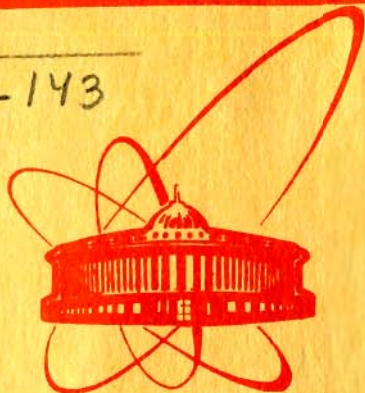


К-143



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

5593/2-79

7/1-80

P9 - 12720

Н.Ю.Казаринов, В.И.Казача, Э.А.Перельштейн,
В.П.Саранцев, В.Ф.Шевцов

УСКОРЕНИЕ ТРЕХКОМПОНЕНТНЫХ
ЭЛЕКТРОННО-ИОННЫХ КОЛЕЦ

1979

P9 - 12720

Н.Ю.Казаринов, В.И.Казача, Э.А.Перельштейн,
В.П.Саранцев, В.Ф.Шевцов

УСКОРЕНИЕ ТРЕХКОМПОНЕНТНЫХ
ЭЛЕКТРОННО-ИОННЫХ КОЛЕЦ

Казаринов Н.Ю. и др.

P9 - 12720

Ускорение трехкомпонентных электронно-ионных колец

В работе рассмотрены вопросы ускорения трехкомпонентных колец и выбора режима, в котором наиболее эффективно ускоряются легкие ионы. Найдены значения загрузок кольца ионами азота и водорода, при которых тяжелая компонента сбрасывается, а электрон-протонное кольцо ускоряется без потерь. Представлены результаты численного моделирования с использованием метода укрупненных частиц процессов сброса тяжелой компоненты и последующего ускорения электронно-протонного кольца. Показано, что эффективность ускорения легкой компоненты может быть повышена в 1,5 - 2 раза.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Kazarinov N.Yu. et al.

P9 - 12720

Acceleration of Three-Component Electron-Ion Rings

The problem of three-component ring acceleration and the regime choice under the condition of light ion acceleration in a more effective way are considered in the paper. The values of the ring loading with nitrogen and hydrogen ions when a heavy component is spilled out and electron-proton ring is accelerated without losses, have been determined. The results of numerical simulation with the use of finite size particle method of the heavy component spill-out processes and successive acceleration of electron-proton ring are presented. The acceleration efficiency of a light component can be enhanced by a factor of 1.5-2.

The investigation has been performed at the Department of New Methods of Acceleration, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

В коллективном ускорителе тяжелых ионов ОИЯИ ^{1/} предварительное ускорение электронно-ионных колец осуществляется в равномерно спадающем по длине z и почти однородном в радиальном направлении магнитном поле B_z . При фиксированной величине ускоряющего градиента $\partial B_z / \partial z$ набор энергии на нуклон на единице длины уменьшается с загрузкой кольца ионами как

$$\Delta E = \frac{500}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} \frac{1}{1 + \xi} \quad (\text{МэВ/нукл.см}), \quad (1)$$

где $\xi = \frac{M \sum_a A_a N_a}{m \gamma N_e}$ - отношение суммарной массы захваченных в кольцо ионов к полной массе электронов, m и M - массы электрона и протона, N_e и N_a - числа электронов и ионов сорта a соответственно, A_a - массовое число иона сорта a , γ - релятивистский фактор вращения электронов в кольце. При ускорении должно выполняться условие компактности электронно-ионного кольца, заключающееся в том, что гравитационная, связанная с ускорением кольца как целого сила не должна превышать сумму сил, действующих на ион в кольце со стороны электронов и остальных ионов:

$$k \frac{Z_a e^2 N_e}{\pi R a} (1 - \sum_a f_a \beta) = \frac{A_a M c^2}{2 B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} \frac{1}{1 + \xi}. \quad (2)$$

Здесь Z_a - зарядность иона сорта a , R - большой радиус кольца, a - размер его малого сечения, e - заряд электрона, c - скорость света в вакууме, $f_a = \frac{Z_a N_a}{N_e}$ - фактор нейтрализации для ионов сорта a , k - коэффициент запаса, величина которого составляет $1/6-1/4$ ^{3,4/}. Из соотношения (2) следует, что кольца с фиксированной

загрузкой ξ можно ускорять в магнитном поле, величина градиента которого меньше некоторого предельно допустимого. В коллективном ускорителе тяжелых ионов ОИЯИ величины относительных градиентов $\frac{1}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} \approx (2,5 \div 5) \cdot 10^{-3} \text{ /}^2$. Дальнейшее уменьшение градиентов ограничено техническими трудностями, связанными с созданием однородных полей на больших длинах, в областях вывода кольца из камеры адгезатора и на стыках ускоряющих соленоидов. Поэтому при фиксированной величине ускоряющего градиента условие (2) обеспечивается выбором необходимой величины фактора загрузки ξ , такой, чтобы обеспечить компактное ускорение ионов с наименьшим отношением Z_a/A_a . Из соотношения (2) следует, что фактор загрузки ξ должен быть тем больше, чем меньше отношение Z_a/A_a . Поэтому если в одном кольце ускоряются ионы с различными Z_a/A_a , то по отношению к ионам с максимальной зарядностью и минимальным массовым числом такой выбор загрузки приведет к снижению набора энергии на единице длины.

Вакуумные условия в КУТИ ОИЯИ в настоящее время таковы, что за время сжатия кольца и его вывода из камеры адгезатора в кольцо накапливаются ионы азота с $Z_N = 4 \div 6$ ($A_N = 14$), среднее их число в кольце $N_N \approx (2 \div 6) \cdot 10^{11} \text{ /}^5$. Если ставить задачу ускорения легких ионов (например, протонов), то ускоряемые кольца можно считать трехкомпонентными. При этом возможности электронного кольца для ускорения легких ионов используются неэффективно. Перегрузка кольца тяжелыми ионами снижает темп ускорения легкой компоненты.

Увеличение набора энергии на нуклон на единице длины в заданных внешних полях можно получить, сбросив из кольца частично или полностью тяжелые ионы с низким отношением Z_a/A_a . Этого можно добиться, создавая на пути кольца магнитное поле с градиентами, которые больше предельных для тяжелой компоненты и меньше предельных — для легкой.

Таким образом, мы приходим к задаче о сбросе тяжелой составляющей из трехкомпонентного электронно-ионного кольца. Образовавшееся в результате сброса облегченное кольцо ускоряется как целое в магнитных (электри-

ческих) полях с градиентами (напряженностями) такими же, как до момента сброса или более высокими.

В данной работе задача решается применительно к электронно-ионным кольцам с параметрами, близкими к полученным в экспериментах на КУТИ ОИЯИ ^{1/}.

Применительно к ускорителю с возвратом электронно-протонных колец подобная задача рассматривалась в работе ^{6/}.

1. РЕЖИМЫ УСКОРЕНИЯ ТРЕХКОМПОНЕНТНЫХ КОЛЕЦ

Уравнения движения центров масс компонент кольца, каждая из которых представляется равномерно заряженным кольцом круглого сечения радиуса a с линейной плотностью \tilde{N}_e и \tilde{N}_a для электронов и ионов соответственно, в цилиндрической системе координат имеют вид

$$\frac{d}{dt}(m_e \gamma_e \frac{dR_e}{dt}) = \frac{(M^e + \frac{q_e}{c} R_e A_\theta^e)^2}{m_e \gamma_e R_e^3} - \frac{q_e B_z^e}{m_e c \gamma_e R_e} (M^e + \frac{q_e}{c} R_e A_\theta^e) - \quad (3.1)$$

$$- q_e \sum_a E_R^a(\vec{r}_e),$$

$$\frac{d}{dt}(m_e \gamma_e \frac{dz_e}{dt}) = \frac{q_e B_r^e}{m_e c \gamma_e R_e} (M^e + \frac{q_e}{c} R_e A_\theta^e) - q_e \sum_a E_z^a(\vec{r}_e), \quad (3.2)$$

$$\frac{d}{dt}(m_a \gamma_a \frac{dR_a}{dt}) = \frac{(M^a - \frac{q_a}{c} R_a A_\theta^a)^2}{m_a \gamma_a R_a^3} + \frac{q_a B_z^a}{m_a c \gamma_a R_a} (M^a - \frac{q_a}{c} R_a A_\theta^a) + \quad (3.3)$$

$$+ q_a \sum_\beta E_R^\beta(\vec{r}_\beta),$$

$$\frac{d}{dt}(m_a \gamma_a \frac{dz_a}{dt}) = - \frac{q_a B_r^a}{m_a \gamma_a R_a} (M^a - \frac{q_a}{c} R_a A_\theta^a) + q_a \sum_\beta E_z^\beta(\vec{r}_\beta), \quad (3.4)$$

$$\frac{d\gamma_e}{dt} = -\frac{q_e}{m_e c^2} \sum_a \vec{E}^a(\vec{r}_e) \frac{d\vec{r}_e}{dt}, \quad (3.5)$$

$$\frac{d\gamma_a}{dt} = \frac{q_a}{m_a c^2} \sum_\beta \vec{E}^{\beta}(\vec{r}_\beta) \frac{d\vec{r}_a}{dt}. \quad (3.6)$$

Здесь R_e, Z_e, R_a, Z_a - радиальная и аксиальная координаты электронной и ионной компоненты сорта a соответственно, γ_e и γ_a - их релятивистские факторы, $q_e = -|e|N_e$, $q_a = Z_a |e|N_a$, $m_e = mN_e$, $m_a = A_a M \tilde{N}_a$, B_r^β, B_z^β и A_θ^β - компоненты индукции магнитного поля и векторный потенциал, вычисленные в точке нахождения локального центра масс компоненты кольца сорта β . В уравнениях (3) $\vec{E}^\beta(\vec{r})$ - напряженность электрического поля, создаваемая кольцом заряженных частиц сорта $\beta = \{e, a\}$, вычисленная в предположении, что это поле квазистационарно и эффекты кривизны кольца несущественны:

$$\vec{E}^\beta(\vec{r}) = \begin{cases} 2q_\beta \frac{\vec{r} - \vec{r}_\beta}{|\vec{r} - \vec{r}_\beta|^3}, & |\vec{r} - \vec{r}_\beta| > a, \\ 2q_\beta \frac{\vec{r} - \vec{r}_\beta}{a^2}, & |\vec{r} - \vec{r}_\beta| \leq a. \end{cases} \quad (4.1)$$

\vec{r} и \vec{r}_β - радиус-векторы точек наблюдения и местонахождения центров масс компоненты сорта β соответственно. При записи уравнений (3) учтен закон сохранения обобщенного момента количества движения

$$M^\beta = M_\beta \gamma_\beta R_\beta^2 \frac{d\theta^\beta}{dt} + \frac{q_\beta}{c} R_\beta A_\theta^\beta, \quad (5)$$

где $M_e = m_e$ и $M_a = m_a$.

Предполагая, что ионы рождаются в кольце с нулевой скоростью, пренебрегая изменением релятивистских факторов γ_β и складывая уравнения (3.2) и (3.4), получаем уравнение связи ускорения центра масс кольца w_c с величиной ускоряющего градиента внешнего магнитного поля:

$$w_c = \frac{c^2}{2B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} \frac{1}{1 + \xi}. \quad (6)$$

При выводе (6) учтено также, что для почти однородного по радиусу азимутально-симметричного магнитного поля выполняется соотношение

$$V_r \approx -\frac{R}{2} \frac{\partial V_z}{\partial z}. \quad (7)$$

Предположим, что радиальные координаты локальных центров масс компонент одинаковы. Введем относительные поляризации компонент кольца:

$$P_{\beta\alpha} = z_{\beta} - z_{\alpha}. \quad (8)$$

В случае, когда поляризации компонент не превосходят размера кольца, из уравнений (3.2), (3.4) и (4.2) получаем уравнения для поляризаций:

$$\ddot{P}_{eH} = w_c (1 + \xi_H + \xi_N) - p_{eH} (Q_{eH} + Q_{He} - Q_{HN}) - p_{eN} (Q_{eN} + Q_{HN}), \quad (9.1)$$

$$\ddot{P}_{eN} = w_c (1 + \xi_H + \xi_N) - p_{eH} (Q_{eH} + Q_{NH}) - p_{eN} (Q_{eN} + Q_{Ne} - Q_{NH}), \quad (9.2)$$

где $Q_{\alpha\beta} = \frac{q_{\alpha} E_{\beta}^2}{M_{\alpha} \gamma_{\alpha}}$ - квадрат частоты аксиальных колебаний

частиц сорта α в поле частиц сорта β . В дальнейшем в качестве тяжелой компоненты примем азот, в качестве легкой - водород.

Считая, что характерные времена изменения ускорения центра масс гораздо больше периода колебаний тяжелой компоненты кольца, пренебрежем в уравнениях (9) вторыми производными поляризаций по времени. В результате получаем систему алгебраических уравнений, решение которых имеет вид:

$$P_{eH} = \frac{w_c [1 - f_H / \xi_H (\xi_H + \xi_N)]}{Q_{eH} (1 - f_H - f_N)}, \quad (10.1)$$

$$P_{eN} = \frac{w_c [1 - f_N / \xi_N (\xi_H + \xi_N)]}{Q_{eN} (1 - f_H - f_N)}. \quad (10.2)$$

Как следует из работ [3,7], компактное ускорение электронно-ионного кольца происходит при выполнении условия

$$P_{e\alpha} \leq ka. \quad (11)$$

Для сброса тяжелой компоненты необходимо выполнение неравенств

$$P_{eN} > ka, \quad (12)$$

$$p_{eH} < ka. \quad (13)$$

Оставшаяся легкая компонента будет ускоряться, если конечная поляризация $p_{eH}^{(k)}$ удовлетворяет неравенству

$$p_{eH}^{(k)} < ka. \quad (14)$$

Конечная поляризация определяется из уравнения (10.1) при $f_N = 0$ и $\xi_N = 0$. При заданной величине градиента внешнего магнитного поля система неравенств (12) - (14), дополненная ограничением на нейтрализацию кольца

$$f_N + f_H = s < 1, \quad (15)$$

определяет область факторов загрузки ξ_N и ξ_H , при которых осуществляется сброс тяжелой компоненты и ускорение легкой компоненты. На рис.1 в плоскости ξ_N , ξ_H показаны области, в которых происходит сброс азотной ($Z_N = 5$) компоненты. Области сброса ограничены слева прямой $\xi_N = 0$, снизу - прямой, соответствующей неравенству (14), справа - кривой, построенной по неравенству (12), и сверху - прямой, соответствующей уравнению (15). Последняя прямая построена при $s = 0,6$. На рис.1 показаны три области сброса, рассчитанные при $k=1$ и значениях $\frac{1}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} = 1,98 \cdot 10^{-2}$ (штриховая линия), $\frac{1}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} = 1,32 \cdot 10^{-2}$ (сплошная линия) и $\frac{1}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} = 9,88 \cdot 10^{-3}$ (штрих-пунктирная линия). Из рисунка видно, что при увеличении относительного градиента граница области сброса сдвигается вверх по оси ξ_N и вправо по оси ξ_H . Следовательно, выигрыш в наборе энергии на нуклон на единице длины, который можно характеризовать отношением $(1 + \xi_H + \xi_N)/(1 + \xi_H)$, возрастает по мере продвижения в область больших ξ_H и ξ_N . При значениях ξ_H , меньших значений нижней границы, кольцо разделяется на три компоненты и режим ускорения срывается. При значениях ξ_N , лежащих правее границы области сброса, компоненты не разделяются и трехкомпонентное кольцо ускоряется как целое.

Эти выводы проверялись численным решением системы уравнений (3.1)-(3.6). Результаты расчетов приведены на рис.1, где точками отмечены значения загрузок,

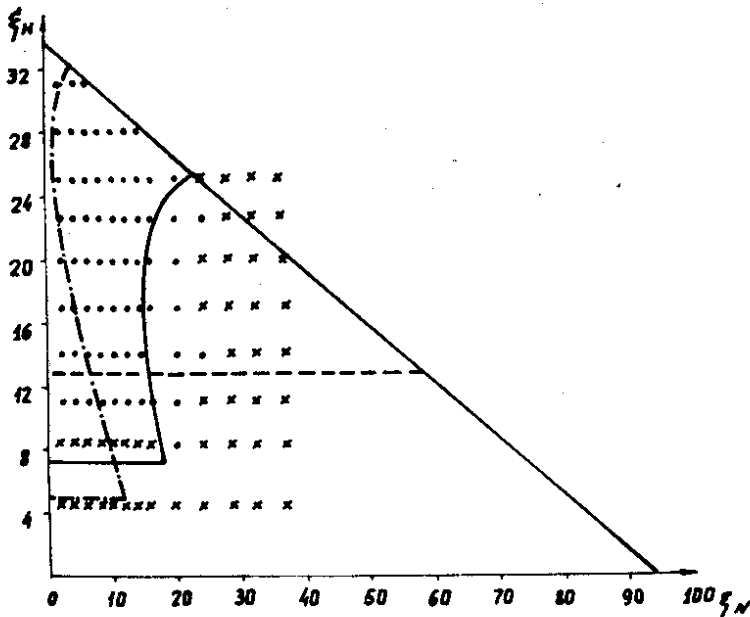


Рис.1. Области сброса тяжелой компоненты кольца в плоскости загрузок ξ_N, ξ_N при $\frac{1}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} = 9,88 \cdot 10^{-3}$ (штрих-пунктирная линия), $\frac{1}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} = 1,32 \cdot 10^{-2}$ (сплошная линия), $\frac{1}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} = 1,98 \cdot 10^{-2}$ (штриховая линия).

при которых происходил сброс тяжелой компоненты, а крестиками - значения загрузок в случаях, когда либо режим сброса не наблюдался, либо происходил разрыв всех компонент кольца. Расчеты проводились при относительном градиенте $\frac{1}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} = 1,5 \cdot 10^{-2}$. Из рисунка видно, что численные расчеты хорошо согласуются с решением системы неравенств (12)-(15).

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА СБРОСА ТЯЖЕЛОЙ КОМПОНЕНТЫ КОЛЬЦА

В проведенных расчетах остались неучтенными два эффекта: во-первых, не учитывалось изменение малых размеров колец, связанное с изменением частот колебаний частиц $Q_{\alpha\beta}^{1/2}$ при сбросе тяжелой компоненты. Во-вторых, не учитывался эффект неадиабатичности сброса, который может привести к изменению коэффициента запаса^{17/}.

Поэтому процесс сброса тяжелой компоненты кольца моделировался численно с использованием метода укрупненных частиц. Уравнения движения укрупненных частиц приведены в работе^{14/}, в ней же обсуждаются вопросы о выборе модели частиц и задании начальных условий. В наших расчетах трехкомпонентное кольцо моделировалось 132 частицами - электронами и 132 частицами - ионами, из которых 68 имитировали ионы азота и 64 - ионы водорода. Движение частиц рассматривалось в азимутально-симметричном внешнем магнитном поле, аксиальная компонента B_z которого задавалась следующим образом:

$$B_z = B_z(z_0) + \kappa(z - z_0), \quad z_0 \leq z < z_1,$$

$$B_z = B_z(z_1) + \kappa(z - z_1) + \frac{\kappa}{2}(p - 1) \frac{(z - z_1)^2}{z_2 - z_1}, \quad z_1 \leq z < z_2,$$

$$B_z = B_z(z_2) + p\kappa(z - z_2), \quad z_2 \leq z < z_3, \quad (16)$$

$$B_z = B_z(z_3) + p\kappa(z - z_3) + \frac{\kappa}{2}(1 - p) \frac{(z - z_3)^2}{z_4 - z_3}, \quad z_3 \leq z < z_4,$$

$$B_z = B_z(z_4) + \kappa(z - z_4), \quad z_4 \leq z,$$

где $\kappa = \left. \frac{\partial B_z}{\partial z} \right|_{z=z_0}$, величина p в формулах (16) определяет уровень превышения величины ускоряющего градиента

над начальным его значением (при $z = z_0$). Величины z_i ($i = 0 \div 4$, $z_0 = 0$) выбирались так, чтобы за время прохождения кольцом расстояния $z_4 - z_0$ ионы водорода успевали совершить $2 \div 3$ колебания. В процессе расчетов p и z_3 могли изменяться, что позволяло регулировать величину повышенного градиента и пространственную протяженность области, где он задан. Величина радиальной компоненты магнитного поля и азимутальная компонента векторного потенциала определяются соотношениями:

$$B_r = -\frac{R}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z}, \quad A_\theta = \frac{R}{2} B_z. \quad (17)$$

Расчеты проводились для следующих параметров электронно-ионного кольца: $N_e = 10^{13}$, $N_H = 4 \cdot 10^{12}$, $N_N = 4 \cdot 10^{11}$, $Z_H = 1$, $Z_N = 5$, средний радиус кольца $R = 3,5$ см, радиус малого сечения $a = a_e = a_a = 0,15$ см, $\gamma_e|_{z=0} = 32,8$, $\gamma_a|_{z=0} = 1$. При этих параметрах начальные значения загрузок $\xi_H^0 = 22,4$; $\xi_N^0 = 31,3$, факторы нейтрализации $f_H = 0,4$; $f_N = 0,2$.

В расчетах изучалось влияние величины ускоряющего градиента и протяженности соответствующей ему области на количество сбрасываемых ионов азота и кинетическую энергию, рассчитанную на нуклон, оставшихся в кольце ионов. Результаты трех вариантов расчета приведены на рис.2, где показаны графики зависимости кинетической энергии (кривые $E_{кин}$), количества оставшихся в кольце частиц, имитирующих ионы азота (кривые N), и радиальной компоненты магнитного поля (кривые B_r) от длины ускорения z . В случае 1 средний относительный градиент $\frac{1}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} \approx 1,4 \cdot 10^{-2}$ ($p = 6$), в случаях 2,3 $\frac{1}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} \approx 1,8 \cdot 10^{-2}$ ($p = 7$). Из рисунка видно, что в случае 1 количество сброшенных укрупненных частиц-ионов азота составляет ~50% начального числа частиц, в случае 2 в кольце остается ~12% и в случае 3 тяжелая компонента кольца сбрасывается полностью. Электронно-протонное кольцо компактно ускоряется во всех трех случаях. Потери частиц - протонов составляет 1 частицу в случаях 1,2 и 3 частицы в случае 3. Радиальные и аксиальные размеры сечения кольца слабо изменяются в процессе

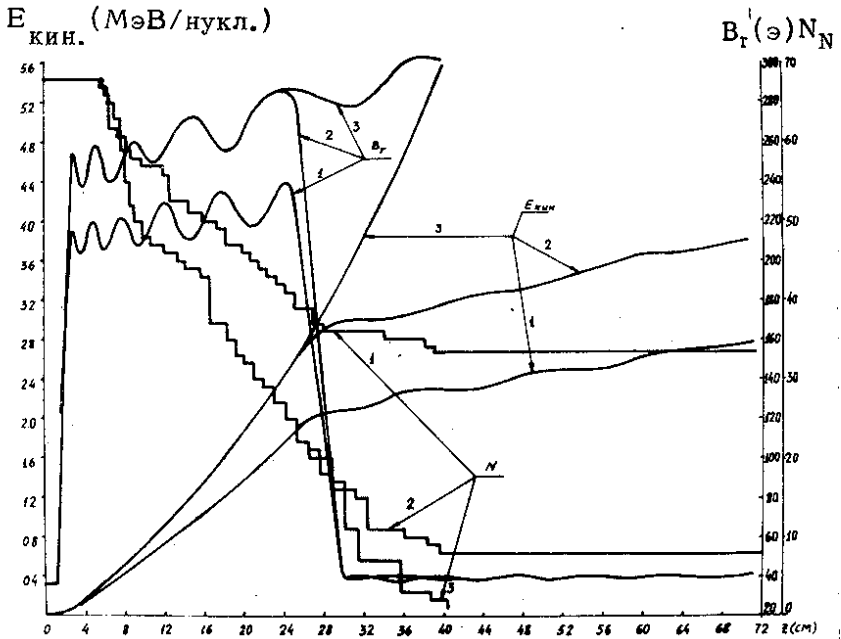


Рис. 2. Аксиальные зависимости кинетической энергии ионов, рассчитанной на нуклон (кривые $E_{кин}$), числа оставшихся в кольце частиц-ионов азота (кривые N) и радиальной компоненты B_r магнитного поля (кривые B_r) при $\frac{1}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} = 1,4 \cdot 10^{-2}$, $z_4 - z_1 = 29$ см - кривые 1; $\frac{1}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} = 1,8 \cdot 10^{-2}$, $z_4 - z_1 = 29$ см - кривые 2; $\frac{1}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} = 1,8 \cdot 10^{-2}$, $z_4 - z_1 = 39$ см - кривые 3.

сброса, что иллюстрируется рис.3. На этом рисунке приведены графики зависимости аксиальных дисперсий электронной (кривая 1) и водородной (кривая 2) компонент кольца от длины ускорения. Увеличение дисперсии ионной компоненты в точках а, б и с и электронной в точке д связано с условием потери частицы, принятым в программе расчета: частица считалась потерянной, если она опережала центр масс соответствующей компоненты или отставала от него на расстояние 1 см. Поэтому частица, которая опережает кольцо или отстает от него, да-

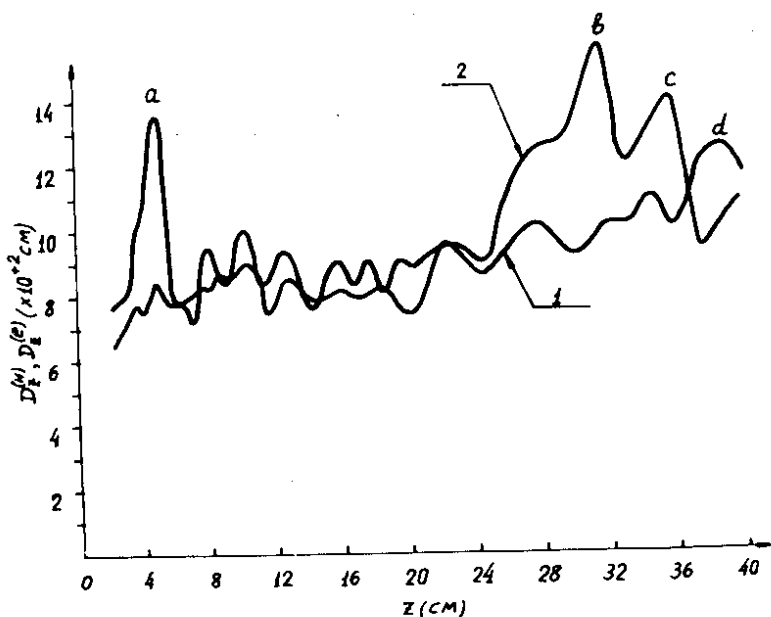


Рис. 3. Изменение аксиальных дисперсий электронной (кривая 1) и водородной (кривая 2) компонент кольца в зависимости от продольной координаты z центра масс кольца. Точки a, b, c – точки потери укрупненной частицы – иона водорода, точка d – электрона.

ет заметный вклад в величину дисперсии. После того, как частица сброшена, дисперсия должна уменьшиться, что и видно из рис.3 (ионы теряются в непосредственной близости точек a, b, c , электрон – вблизи d).

Сброс тяжелой компоненты приводит к выигрышу в наборе энергии в случае 1 в $\eta = (1 + \xi_H^o + \xi_N^o) / (1 + \xi_H^k + \xi_N^k) = 1,34$ раза, в случае 2 $\eta = 1,97$ и в случае 3 $\eta = 2,33$ (здесь ξ_H^k и ξ_N^k – факторы загрузки оставшихся после сброса ионов водорода и азота соответственно). Из рис.2 (кривая 3) видно, что компактное ускорение электронно-

протонного кольца можно проводить в градиентах, превышающих (в $4 \div 5$ раз) величины стартовых, но меньших предельно допустимых по водороду. Заметим, что ускорение на больших длинах в спадающем магнитном поле приводит к увеличению среднего радиуса кольца, следствием чего является уменьшение удерживающей ионы силы. Поэтому ускорение в магнитном поле, радиальная компонента которого пропорциональна радиусу кольца (см. формулу (17) и рис.3, кривые V_r), возможно лишь до некоторого z , где величина силы, действующей со стороны внешнего ускоряющего поля, сравнивается с силой, удерживающей ионы в кольце. Осцилляции кривых V_r на рис.2 связаны с тем, что это поле рассчитано в месте нахождения одной из 132 укрупненных частиц-ионов.

Таким образом, расчет на ЭВМ, проведенный с помощью метода укрупненных частиц, подтверждает возможность сброса тяжелой компоненты и компактного ускорения оставшегося двухкомпонентного кольца.

В заключение заметим, что осуществление режима сброса и дальнейшего ускорения кольца, по-видимому, выгоднее проводить в электрическом и постоянном магнитном полях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Физика плазмы, 1977, т.3, с.449.
2. Александров В.С. и др. Препринт ОИЯИ, Р9-10118, Дубна, 1976.
3. Перельштейн Э.А., Шевцов В.Ф., Шинов Б.Г. Препринт ОИЯИ, Р9-10060, Дубна, 1976.
4. Александров В.С. и др. Препринт ОИЯИ, Р9-11949, Дубна, 1978.
5. Ширков Г.Д. Препринт ОИЯИ, Р9-12055, Дубна, 1978.
6. Кошкарёв Д.Г., Николаева Л.П. Препринт ИТЭФ, №79, Москва, 1973.
7. Казаринов Н.Ю., Перельштейн Э.А. Препринт ОИЯИ, Р9-12441, Дубна, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 августа 1979 года.