

СЗУСА-1
А-465

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



2411-79

746/2-79

P9 - 11949

В.С.Александров, Г.В.Долбилов, Н.Ю.Казаринов,
В.И.Миронов, В.Г.Новиков, Э.А.Перельштейн,
В.П.Саранцев, А.П.Сумбаев, В.Ф.Шевцов

СЕПАРАЦИЯ КОМПОНЕНТ

ЭЛЕКТРОННО-ИОННОГО КОЛЬЦА

(результаты численного моделирования
и эксперимента)

1978

Р9 - 11949

В.С.Александров, Г.В.Долбилов, Н.Ю.Казаринов,
В.И.Миронов, В.Г.Новиков, Э.А.Перельштейн,
В.П.Саранцев, А.П.Сумбаев, В.Ф.Шевцов

СЕПАРАЦИЯ КОМПОНЕНТ

ЭЛЕКТРОННО-ИОННОГО КОЛЬЦА

(результаты численного моделирования
и эксперимента)

Александров В.С. и др.

P9 - 11949

Сепарация компонент электронно-ионного кольца (результаты численного моделирования и эксперимента)

Изучаются вопросы о допустимой величине поляризации электронно-ионных колец при их ускорении в режиме самофокусировки, а также о сепарации компонент на конечной стадии ускорения. Представлены результаты численного моделирования с использованием метода укрупненных частиц и экспериментов по ускорению и сепарации колец. Найдены условия, при которых осуществляется сепарация компонент кольца. Проведено сравнение результатов расчетов и экспериментов.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Alexandrov V.S. et al.

P9 - 11949

Separation of Electron Ion Ring Components
(Computational Simulation and Experimental Results)

The problems of the available polarization value of electron-ion rings in the regime of acceleration and separation of its components at the final stage of acceleration are being studied. The results of computational simulation by use of the macroparticle method and experiments on the ring acceleration and separation are given. The comparison of calculation results with experiment is presented.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

В коллективном ускорителе тяжелых ионов ОИЯИ^{1/} электронно-ионные кольца ускоряются в спадающем по длине z и почти однородном в радиальном направлении магнитном поле B_z , которое создается соленоидом со специально подобранной токовой катушкой^{2/}.

Компоненты ускоренных колец разделяются в области знакопеременного градиента продольного магнитного поля, который формируется с помощью дополнительной токовой катушки, установленной на конечном участке ускорения. Электронно-ионные кольца сжимаются в области, где продольное поле нарастает, и попадают в область отрицательных градиентов поля, величины которых выше предельно допустимых для сохранения компактности колец. Здесь электронная и ионные компоненты разделяются.

В этой работе изучаются вопросы о допустимой величине поляризации электронно-ионных колец при их ускорении в режиме самофокусировки и о сепарации компонент на конечной стадии ускорения.

Представлены результаты численного моделирования с использованием метода укрупненных частиц и экспериментов по ускорению и сепарации колец.

Основные параметры, принятые в расчетах, близки к полученным экспериментально на УТИ ОИЯИ^{3/}.

Проводится сравнение результатов расчетов и экспериментов.

1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ПАРАМЕТРЫ

В качестве укрупненных частиц выбраны равномерно заряженные кольца круглого сечения с линейными плотностями N_e и N_a для электронов и ионов, соответственно / α характеризует сорт иона/. Число укрупненных частиц - электронов и суммарное число укрупненных частиц - ионов разных сортов $n = \sum_a n_a$ выбирались равными друг другу.

Считая собственные поля укрупненных частиц квазистатическими и пренебрегая кривизной колец, напряженность электрического поля, создаваемого укрупненной частицей сорта $\beta = \{e, a\}$, с номером i , определяем формулой:

$$\vec{E}_i^\beta(\vec{r}) = \begin{cases} 2e_\beta N_\beta \frac{\vec{r} - \vec{r}_i^\beta}{|\vec{r} - \vec{r}_i^\beta|^2}, & |\vec{r} - \vec{r}_i^\beta| > 2a_0 \\ 2e_\beta N_\beta \frac{\vec{r} - \vec{r}_i^\beta}{4a_0^2}, & |\vec{r} - \vec{r}_i^\beta| \leq 2a_0 \end{cases} \quad /1/$$

где $e_e = -|e|$, $e_a = Z_a|e|$, e - заряд электрона, Z_a - зарядность иона сорта a , \vec{r} и \vec{r}_i^β - радиус-векторы точек наблюдения и местонахождения частицы, соответственно; a_0 - радиус сечения укрупненной частицы, введенный для устранения нефизической расходимости силы взаимодействия при сближении частиц, обусловленной их малым числом в счете. Численное значение a_0 и количество укрупненных частиц n подбирались таким образом, чтобы при равномерной расстановке частиц по площади поперечного сечения бесконечного цилиндра с радиусом сечения a обеспечить с достаточно высокой степенью точности линейный закон нарастания напряженности поля по радиусу. Выбранные для расчета параметры $a_0/a = 10^{-1}$ и $n = 132$ дают точность вычисления поля цилиндра не ниже 10%.

Движение частиц рассматривалось в азимутально-симметричных внешних магнитных полях, создаваемых соленоидом и катушкой. Рассчитанные величины ра-

диальной (B_r), аксиальной (B_z) компонент индукции магнитного поля и векторного потенциала A_θ соответствуют реализуемым в экспериментах на УТИ ОИЯИ. Эти величины задавались в расчете в виде таблицы; восстановление величин полей и их производных в точке нахождения частицы производилось с помощью линейной интерполяции двумерного массива.

Из-за магнитного стягивания кулоновская сила взаимодействия электронов ослаблена в γ_e^2 раз / γ_e - релятивистский фактор движения электронов/. С учетом сохранения обобщенного момента количества движения и формулы /1/ уравнения движения для укрупненных частиц запишем в виде:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 R_i^e}{dt^2} &= -\frac{1}{\gamma_i^e} \frac{d\gamma_i^e}{dt} \frac{dR_i^e}{dt} + \left(\frac{e}{m\gamma_i^e}\right)^2 \left(\frac{M_i^e c}{eR_i^e} + A_{\theta i}^e\right)^2 \frac{1}{R_i^e} - \\ &- \left(\frac{e}{m\gamma_i^e}\right)^2 \left(\frac{M_i^e c}{eR_i^e} + A_{\theta i}^e\right) B_{zi}^e - \frac{e}{m\gamma_i^e} \sum_{j=1}^n E_{jR}^{(e)}(\vec{r}_i^e) - \\ &- \frac{e}{m\gamma_i^e} \sum_a \sum_{j=1}^{n_a} E_{jR}^{(a)}(\vec{r}_i^e) \\ \frac{d^2 z_i^e}{dt^2} &= -\frac{1}{\gamma_i^e} \frac{d\gamma_i^e}{dt} \frac{dz_i^e}{dt} - \left(\frac{e}{m\gamma_i^e}\right)^2 \left(\frac{M_i^e c}{eR_i^e} + A_{\theta i}^e\right) B_{ri}^e - \\ &- \frac{e}{m\gamma_i^e \gamma_e^2} \sum_{j=1}^n E_{jz}^{(e)}(\vec{r}_i^e) - \frac{e}{m\gamma_i^e} \sum_a \sum_{j=1}^{n_a} E_{jz}^a(\vec{r}_i^e) \\ \frac{d^2 R_i^a}{dt^2} &= -\frac{1}{\gamma_i^a} \frac{d\gamma_i^a}{dt} \frac{dR_i^a}{dt} + \left(\frac{Z_a e}{A_a M \gamma_i^a c}\right)^2 \left(\frac{M_i^a c}{Z_a e R_i^a} - A_{\theta i}^a\right)^2 \frac{1}{R_i^a} + \\ &+ \left(\frac{Z_a e}{A_a M \gamma_i^a c}\right)^2 \left(\frac{M_i^a c}{Z_a e R_i^a} - A_{\theta i}^a\right) B_{zi}^a + \frac{Z_a e}{A_a M \gamma_i^a} \sum_{\beta=1}^{n_\beta} \sum_{j=1}^{n_\beta} E_{jR}^{(\beta)}(\vec{r}_i^\beta) \end{aligned}$$

$$\frac{d^2 z_i^a}{dt^2} = -\frac{1}{\gamma^a} \frac{d\gamma_i^a}{dt} \frac{dz_i^a}{dt} - \left(\frac{Z_a e}{\Lambda_a M c \gamma_i^a} \right)^2 \left(\frac{M_i^a c}{Z_a c R_i^a} - A_{\theta i}^a \right) B_{ri}^a +$$

$$+ \frac{Z_a e}{\Lambda_a M \gamma_i^a} \sum_{\beta} \sum_{j=1}^{n\beta} E_j^{(\beta)}(\vec{r}_i^{\beta})$$

$$\frac{d\gamma_i^e}{dt} = -\frac{e}{mc^2 \bar{\gamma}_e^2} \sum_{j=1}^n E_j^{(e)}(\vec{r}_i^e) \frac{d\vec{r}_i^e}{dt} - \frac{e}{mc^2} \sum_a \sum_{j=1}^{n_a} E_j^{(a)}(\vec{r}_i^e) \frac{d\vec{r}_i^a}{dt}$$

$$\frac{d\gamma_i^a}{dt} = \frac{Z_a c}{\Lambda_a M c^2} \sum_{\beta} \sum_{j=1}^{n\beta} E_j^{(\beta)}(\vec{r}_i^{\beta}) \frac{d\vec{r}_i^a}{dt}, \quad /2/$$

где m и M - массы электрона и протона, Z_a/Λ_a - отношение зарядности к массовому числу иона сорта a ; R_i^c , z_i^c , R_i^a , z_i^a - радиальная и аксиальная координаты в цилиндрической системе координат i -той частицы - электрона и частицы-иона сорта a соответственно; γ_i^e ,

γ_i^a - их релятивистские факторы, $\bar{\gamma}_e = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \gamma_i^e$, B_{ri}^{β} ,

B_{zi}^{β} и $\Lambda_{\theta i}^{\beta}$ - компоненты индукции магнитного поля и векторный потенциал, вычисленные в точке нахождения i -ой частицы сорта β . Величина обобщенного момента частицы сорта β определяется соотношением:

$$M_i^{\beta} = M_{\beta} \gamma_i^{\beta} (R_i^{\beta})^2 \frac{d\theta_i^{\beta}}{dt} + \frac{e\beta}{c} R_i^{\beta} \Lambda_{\theta i}^{\beta}, \quad /3/$$

где $M_e = m$, $M_a = M \Lambda_a$, c - скорость света в вакууме.

Начальные условия для укрупненных частиц задавались таким образом, чтобы состояние системы взаимодействующих частиц было близко к стационарному, имитирующему самофокусирующийся электронно-ионный пучок. Распределение частиц в фазовом пространстве выбиралось микроканоническим. Укрупненные частицы - электроны равномерно расставлялись по площади поперечного сечения кольца, распределение частиц-ионов в конфигурационном пространстве повторяло распределение

частиц-электронов. Значения аксиальной и радиальной частоты колебаний электронов в поле ионов в начальный момент времени, необходимые для начальной расстановки частиц, определяются следующими формулами:

$$Q_z^e = \left(\frac{2e^2}{m \bar{\gamma}_e a^2} \sum_a N_a Z_a \right)^{1/2} \quad /4/$$

$$Q_r^e = \left\{ \left(\frac{c}{R_e} \right)^2 + (Q_z^e)^2 \right\}^{1/2},$$

здесь \bar{R}_e - средний радиус электронного кольца. Соответствующие частоты колебаний ионов есть:

$$Q_z^a = Q_r^a = \left\{ \frac{2Z_a e^2}{\Lambda_a M \bar{\gamma}_a a^2} (N_e - \sum_a Z_a N_a) \right\}^{1/2}. \quad /5/$$

Для быстрого получения качественных результатов использовались уравнения движения центров масс компонент, получающиеся из системы /2/ усреднением по ансамблю частиц. Уравнения движения частиц интегрировались методом Адамса на ЭВМ, шаг интегрирования был равен $\Delta t = 0.1 T$, где $T = 2\pi/Q_r^e$ - минимальный характерный период колебаний.

В расчетах с использованием усредненной по ансамблю частиц системы /2/ точность вычислений контролировалась по закону сохранения энергии:

$$W = \sum_{\beta} M_{\beta} N_{\beta} \gamma_{\beta} = \text{const}. \quad /6/$$

Величина W сохранялась с точностью до 0,1%.

В численном моделировании использовались следующие параметры: число электронов $N = 10^{13}$, средний радиус кольца $R = 3,5$ см, размеры кругового сечения $a = 0,15 \div 0,2$ см, релятивистский фактор электронов $\bar{\gamma}_e = 33,3$. Число ионов азота ($\Lambda_N = 14$) варьировалось в пределах $N_N = (5 \div 7) \cdot 10^{11}$, средний заряд ионов $Z_N = 4,5 \div 5$.

2. УСКОРЕНИЕ КОЛЕЦ В СПАДАЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Кольцо стартует из положения, соответствующего полному снятию магнитной потенциальной ямы, и движется в спадающем в пространстве азимутально-симметричном магнитном поле. Зависимость радиальной компоненты индукции магнитного поля, вычисленной в месте расположения центра масс кольца, от времени его движения, показана на рис. 1 /момент $t=0$ соответствует

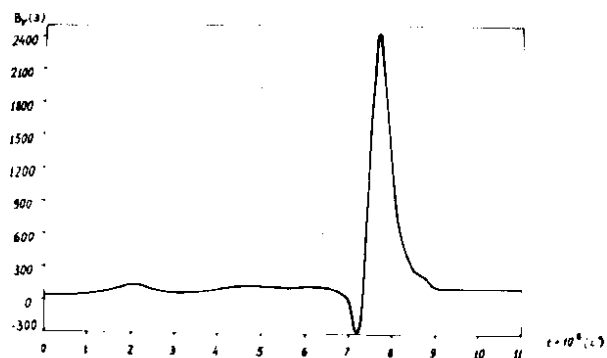


Рис. 1. Зависимость радиальной компоненты индукции магнитного поля от времени.

положению центра масс кольца $z_c = 8$ см/. На начальном участке ускорения / $t = 0 \div 32$ нс/ максимальная величина

ускоряющего градиента составляет $\frac{\partial B_r}{\partial z}(z_c = 11 \text{ см}) =$

$= 78$ Э/см. Рис. 2 иллюстрирует зависимость аксиальной дисперсии электронной и ионной компонент от времени движения кольца при следующих параметрах: кривые 1 - $N_N = 7 \cdot 10^{11}$, $Z_N = 4,5$, $a = 0,15$ см, кривые 2 - $N_N = 6 \cdot 10^{11}$, $Z_N = 5$, $a = 0,15$ см, кривые 3 - $N_N = 5 \cdot 10^{11}$, $Z_N = 5$, $a = 0,2$ см. Уменьшение малого размера до $a = 0,15$ см в случае, соответствующем кривым 3, не изменяет характера зависимости аксиальной дисперсии ионов от времени. В этом случае дисперсия пучка растет с увеличением времени, что приводит к срыву ускорения. На рис. 3 показана зависимость поляризации $z_p = |z_c^e - z_c^N|$

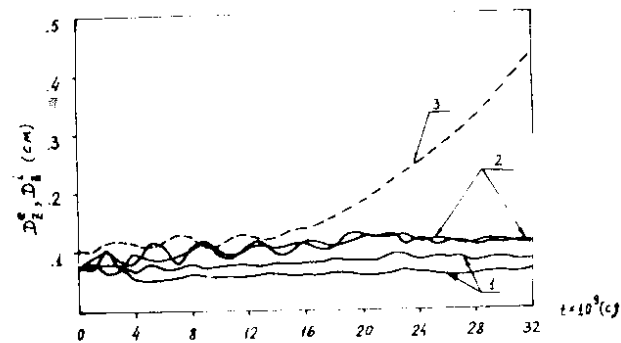


Рис. 2. Зависимость аксиальной дисперсии электронной (D_z^e) и ионной (D_z^i) компонент от времени движения кольца: кривые 1 - $N_N = 7 \cdot 10^{11}$, $Z_N = 4,5$, $a = 0,15$ см, кривые 2 - $N_N = 6 \cdot 10^{11}$, $Z_N = 5$, $a = 0,15$ см; кривая 3 - $N_N = 5 \cdot 10^{11}$, $Z_N = 5$, $a = 0,2$ см /дисперсия ионной компоненты/.

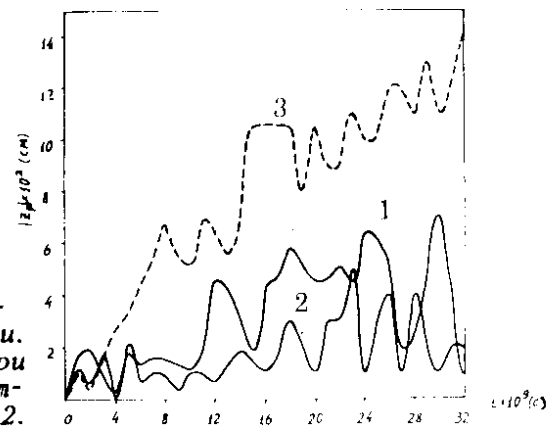


Рис. 3. Зависимость поляризации z_p от времени. Кривые 1-3 получены при параметрах, соответствующих кривым 1-3 рис. 2.

/расстояние между центрами масс электронной и ионной компонент/ от времени. Кривые 1-3 получены при параметрах, соответствующих кривым 1-3 рис. 2.

Величину коэффициента запаса k можно определить из графиков 2,3

$$k = \frac{z_p}{2D_z^e} \approx \frac{1}{4} \quad /7/$$

Вплоть до момента времени $t = 70 \text{ нс} / z_c = 75-77 \text{ см}$ / движение электронно-ионного кольца происходит в магнитном поле с постоянным ускоряющим градиентом

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} = 60-70 \text{ Э/см}. \text{ Практический интерес на данном}$$

этапе представляют такие характеристики, как радиальная и аксиальная дисперсии размеров сечения, средний радиус, аксиальное положение центра масс кольца и средняя кинетическая энергия ускоренных ионов. Зависимость этих величин от времени движения кольца показана на рис. 4-9. Кривые на рис. 4-6 получены при численном моделировании ускорения кольца с параметрами: $N_N = 7 \cdot 10^{11}$, $Z_N = 4,5$, $a = 0,15 \text{ см}$. Данные, приведенные на рис. 7-9, соответствуют кольцу с $N_N = 6 \cdot 10^{11}$, $Z_N = 5$, $a = 0,15 \text{ см}$.

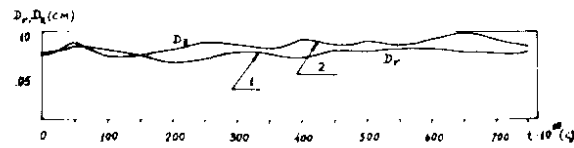


Рис. 4. Временная зависимость радиальной D_r /кривая 1/ и аксиальной D_z /кривая 2/ дисперсии ионов. Расчет проведен при следующих параметрах: $N_N = 7 \cdot 10^{11}$, $Z_N = 4,5$, $a = 0,15 \text{ см}$.

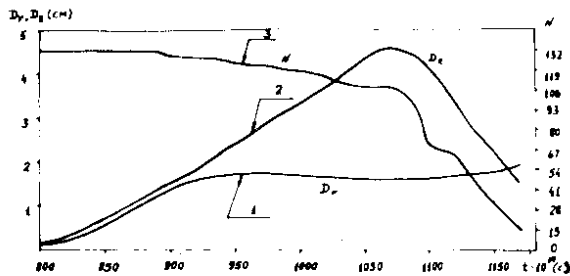


Рис. 5. Зависимость радиальной D_r /кривая 1/, аксиальной D_z /кривая 2/ дисперсии ионов и числа укрупненных частиц-ионов N /кривая 3/ в счете от времени при $N_N = 7 \cdot 10^{11}$, $Z_N = 4,5$, $a = 0,15 \text{ см}$.

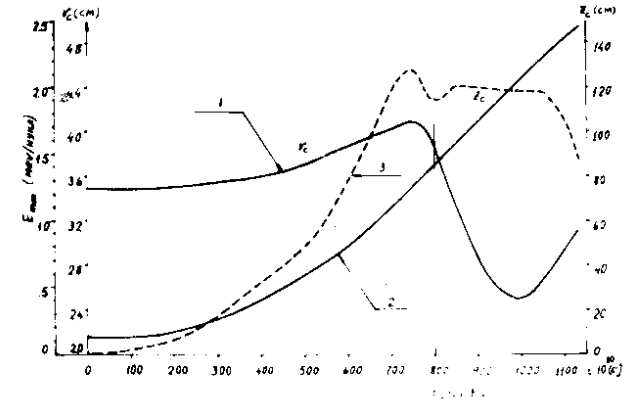


Рис. 6. Изменение во времени среднего радиуса ионного кольца r_c /кривая 1/, аксиального положения центра масс кольца z_c /кривая 2/ и средней кинетической энергии ионов $E_{кин}$ /кривая 3/ при $N_N = 7 \cdot 10^{11}$, $Z_N = 4,5$, $a = 0,15 \text{ см}$.

Кривые 1,2 на рис. 4,5,8 представляют зависимости радиальной - 1 и аксиальной - 2 дисперсии ионов от времени. На рис. 7 показана временная зависимость разности максимального отклонения частиц от центра масс ионной компоненты в радиальном /кривая 1/ и аксиальном /2/ направлениях, соответственно. Кривые 1-3 на рис. 6 и 9 иллюстрируют изменение во времени среднего радиуса кольца - 1, аксиального положения центра масс кольца - 2 и средней кинетической энергии ионной компоненты - 3.

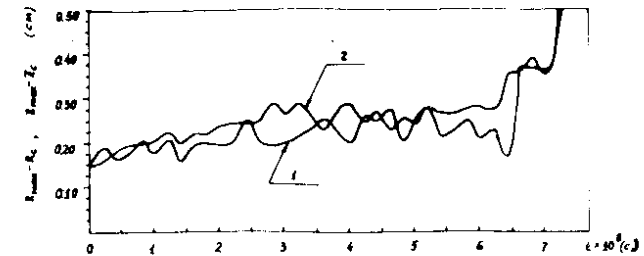


Рис. 7. Временная зависимость максимального отклонения ионов от центра масс кольца в радиальном /кривая 1/ и аксиальном /кривая 2/ направлениях. Расчет проведен при $N_N = 6 \cdot 10^{11}$, $Z_N = 5$, $a = 0,15 \text{ см}$.

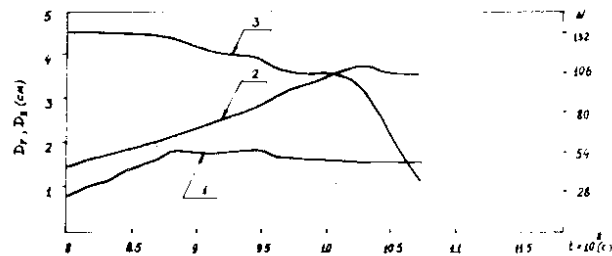


Рис. 8. Изменение во времени радиальной D_r /кривая 1/, аксиальной D_z /кривая 2/ дисперсии ионов и числа укрупненных частиц-ионов N /кривая 3/ в счете при $N_N = 6 \cdot 10^{11}$, $Z_N = 5$, $a = 0,15$ см.

Среднее значение коэффициента запаса k в процессе ускорения можно оценить из сравнения набора энергии ионом на единице длины, полученного в численном моделировании с набором энергии, определяемым формулой:

$$\Delta E = k \frac{N}{2\pi R_c a} \frac{e^2}{mc^2} \frac{Z}{A} / \text{МэВ/нукл./см.} \quad /8/$$

Это сравнение приводит /см. рис. 6,9, кривые 3/ к значению $k \approx \frac{1}{6}$.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ СЕПАРАЦИИ КОМПОНЕНТ ЭЛЕКТРОННО-ИОННОГО КОЛЬЦА

На конечной стадии ускорения возникает задача транспортировки ионного пучка с целью определения его параметров. Транспортировка ионного пучка из состояния, соответствующего $t \approx 70 \text{ нс} / \bar{R}_c \approx 4,12 \text{ см}$, $a = 0,2 \text{ см}$, представляет собой сложную задачу, поскольку требуются каналы большой апертуры с большими значениями индукции магнитного поля или его градиентов в фокусирующих элементах.

Для уменьшения среднего радиуса ионного кольца на конечном участке соленоида размещалась дополнительная токовая катушка, создающая магнитное поле требуемой

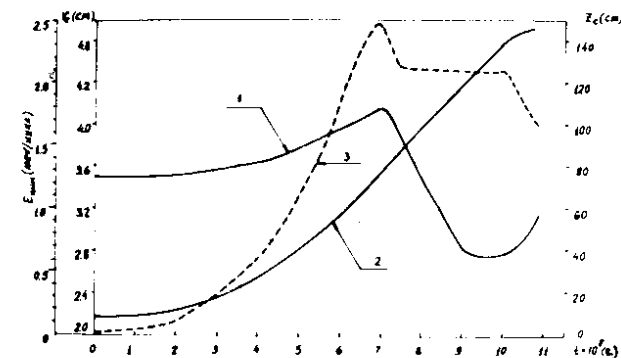


Рис. 9. Изменение во времени среднего радиуса ионного кольца r_c /кривая 1/, аксиального положения центра масс z_c /кривая 2/ и средней кинетической энергии ионов $E_{кин}$ /кривая 3/ при $N_N = 6 \cdot 10^{11}$, $Z_N = 5$, $a = 0,15$ см.

конфигурации. Ионное кольцо сжимается до тех пор, пока по мере выхода из области сильного магнитного поля не начинает проявляться замагниченность ионов.

При численном моделировании рассчитывались магнитные поля, создаваемые основным соленоидом и дополнительной катушкой, состоящей из 8 витков среднего радиуса $r_{cp} = 7,3 \text{ см}$, длина катушки 8 см. Ток в катушке $I = 6 \text{ кА}$. Катушка могла перемещаться из положения, при котором торцы соленоида и катушки совпадали /координата центра катушки $z_{cp} = 84,5 \text{ см}$ /, в сторону больших z . Величины полей, создаваемые катушкой, пересчитывались для каждого положения ее центра.

Динамика разделения компонент первоначально прослеживалась с помощью уравнений движения центров масс электронного и ионного пучков. Начальные условия задавались таким образом, что в момент старта $z_c^e = z_c^N \approx 8 \text{ см}$ /средние радиусы электронов и ионов были равны $R_c^e = R_c^N = 3,5 \text{ см}$, радиальные и аксиальные скорости центров масс обеих компонент полагались равными нулю, обобщенный момент ионов равен

$$M_N = \frac{Z_N e}{C} A_\theta^N R_c^N$$

Результаты этих расчетов представлены на рис. 10а-в.
 На рис. 10а показана зависимость величины $\alpha = \frac{V_r^N}{V_z^N}$

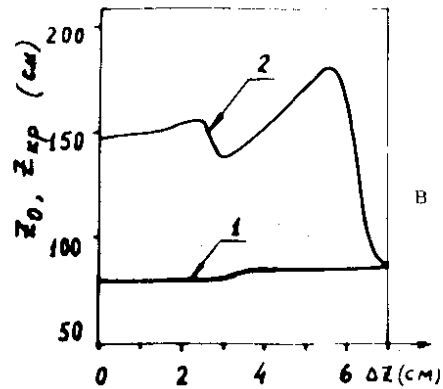
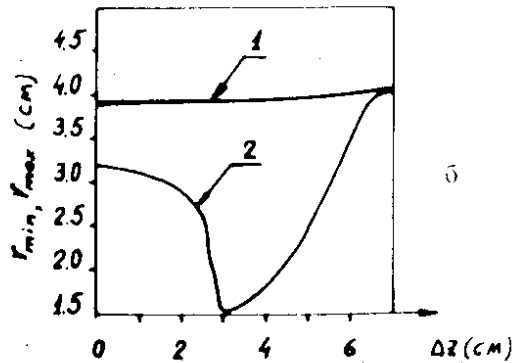
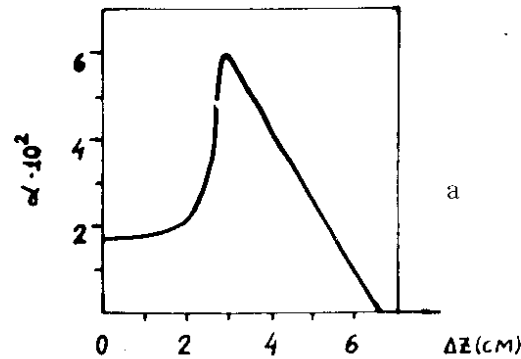


Рис. 10. а - зависимость угла радиальной сходимости α ионного пучка от величины смещения катушки Δz ; б - зависимость максимального радиуса r_{\max} ионного пучка в точке разделения компонент /кривая 1/ и минимального радиуса r_{\min} в точке кроссовера /кривая 2/ от смещения катушки Δz . в - зависимость положения разделения компонент z_0 /кривая 1/ и кроссовера z_{kp} /кривая 2/ от смещения катушки.

угла, под которым ионный пучок движется к оси солеоида, от величины смещения катушки из положения z_{cp} . На рис. 10б показаны максимальные радиальные размеры r_{\max} ионного пучка в точке разделения компонент /кривая 1/ и минимальные радиальные размеры r_{\min} /2/ в точке кроссовера ($\alpha=0$). Рис. 10в иллюстрирует зависимость положения разделения компонент z_0 /кривая 1/ и кроссовера z_{kp} /кривая 2/ от смещения центра катушки. Из этих рисунков следует, что при определенных смещениях катушки / $\Delta z \approx 3,5$ см/ происходит достаточно сильное радиальное сжатие кольца. В зависимости от положения катушки электроны либо отстают от ионов, совершая колебания в области $z < z_0$, либо обгоняют их и быстро теряются на стенках камеры.

Уточнение результатов расчетов по двум центрам масс проводилось при моделировании методом крупных частиц. Поля катушки рассчитывались для положения ее центра $z_{cp} = 88$ см, параметры электронно-ионного кольца выбирались следующими:

$$a/N = 10^{13}, a = 0,15 \text{ см}, \bar{R}_c = 3,5 \text{ см}, N_N = 7 \cdot 10^{11}, Z_N = 4,5, \\ 6/N = 10^{13}, a = 0,15 \text{ см}, R_c = 3,5 \text{ см}, N_N = 6 \cdot 10^{11}, Z_N = 5.$$

Результаты расчетов для этих двух случаев показаны на рис. 5,6 и 8,9, соответственно. Кривые 3 на рис. 5 и 8 показывают количество частиц, оставшихся в кольце, в зависимости от времени. Частица считалась потерянной, если ее отклонение от оси превышало радиус камеры. Уменьшение средней кинетической энергии ионов /кривые 3 на рис. 6,9/ объясняется тем, что часть их выпадала из режима ускорения в области $z < z_0$. В случае а/ электроны после разделения обгоняли ионы и терялись на стенках камеры, а в случае б/ отставали от ионов и совершали колебания в области $z < z_0$.

Из рис. 6,9 видно, что ионное кольцо сжимается примерно в полтора раза по радиусу.

Таким образом, результаты численного моделирования подтверждают работоспособность принятой системы сепарации компонент.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО СЕПАРАЦИИ КОМПОНЕНТ И ИХ СРАВНЕНИЕ С РАСЧЕТНЫМИ

Для экспериментальной проверки рассмотренного метода сепарации была изготовлена катушка со следующими параметрами: средний радиус $r_{cp} = 7,15$ см, длина $L = 10,44$ см, количество витков $N_b = 8$, положение центра катушки, полностью вдвинутой в соленоид $z_{cp} = 83,2$ см. Катушка запитывалась током $I = 6$ кА. Схема экспериментальной установки показана на рис. 11.

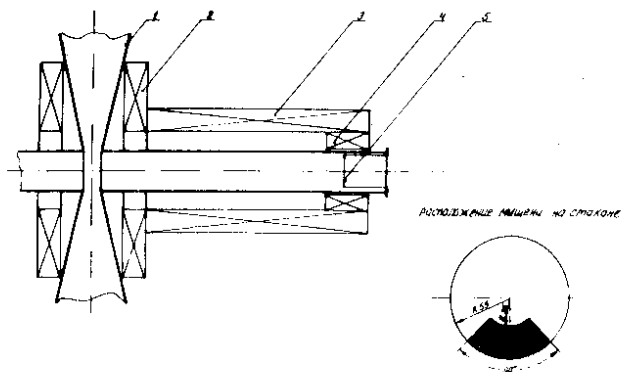


Рис. 11. Схема экспериментальной установки: 1 - камера адгезатора, 2 - катушка 3-й ступени, 3 - соленоид, 4 - дополнительная токовая катушка, 5 - цилиндр /стакан/ с мишенью.

Ускорялись ионы азота, получаемые в электронном кольце из остаточного газа при давлении $2 \cdot 4 \cdot 10^{-8}$ мм рт ст. В экспериментах измерялся выход реакции ионов азота на дейтериевой мишени с пороговой энергией 0,511 кэВ в зависимости от смещения Δz : а/ включенной последовательно с соленоидом, б/ отключенной и в/ переполюсованной катушки. Мишень располагалась на торце цилиндра, расположенном на расстоянии $z = 93,5$ см от медианной плоскости камеры адгезатора /1/. Сама мишень занимала нижний сектор круга с раствором 90° и была ограничена цилиндрическим слоем с малым радиусом 25 мм и большим - 55 мм /рис. 11/. Результаты измерений показаны на рис. 12.

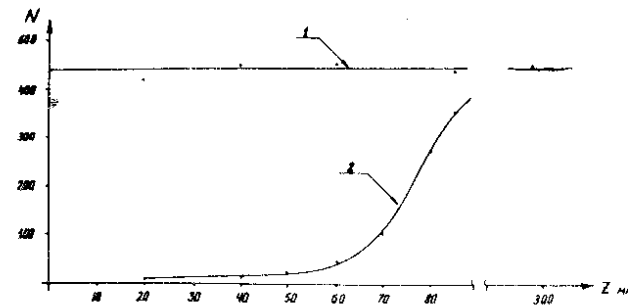


Рис. 12. Зависимость выхода реакции от смещения отключенной, переполюсованной /кривая 1/ и нормально включенной /кривая 2/ катушки /данные эксперимента/.

При переполюсованной и отключенной катушке выход реакции не зависел от смещения Δz /кривая 1, рис. 12/. При включении катушки последовательно с соленоидом появилась сильная зависимость выхода реакции от величины Δz .

Для объяснения полученных результатов рассчитывалось значение радиуса ионного кольца в месте расположения мишени. Результаты приведены на рис. 13. Кривые 1, 2, 3 иллюстрируют зависимость радиуса ионного кольца от смещения Δz при нормально включенной,

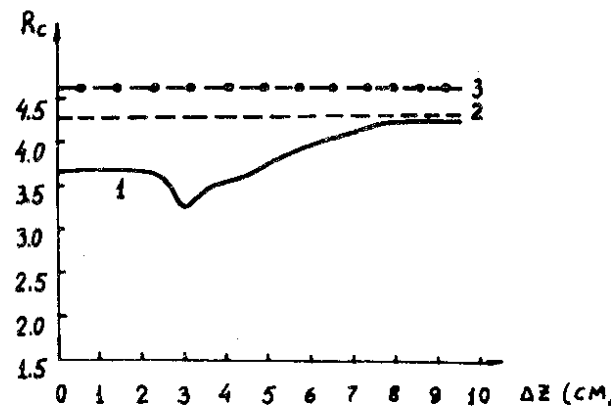


Рис. 13. Зависимость радиуса ионного кольца от смещения нормально включенной /кривая 1/, отключенной /кривая 2/ и переполюсованной /кривая 3/ катушки.

отключенной и переполюсованной катушках, соответственно. При переполюсованной и отключенной катушках величины радиусов не зависят от ее смещения вдоль оси z и кольцо ионов всегда попадает в мишень. Выход реакции при этом не меняется. В случае катушки, включенной последовательно с соленоидом, кольцо ионов уходит на радиусы, меньшие минимального размера мишени. По мере перемещения катушки в сторону больших z радиус кольца растет, и все большее число ионов попадает на мишень, увеличивая выход реакции.

Количественное расхождение расчета и экспериментальных результатов можно объяснить следующими причинами:

1/ в ряде экспериментов наблюдался уход кольца вверх по радиусу, что приводило к уменьшению количества ионов, попадающих на мишень;

2/ распределение ионов в кольце по радиусам отличается от равномерного, принятого в расчетах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барабаш Л.С. и др. ОИЯИ, Р9-7697, Дубна, 1974.
2. Александров В.С. и др. ОИЯИ, Р9-10118, Дубна, 1974.
3. Саранцев В.П. и др. ОИЯИ, Р9-10917, Дубна, 1977.

*Рукопись поступила в издательский отдел
11 октября 1978 года.*