

01;10

Моделирование формирования электронного кольца с использованием пикосекундных электронных пучков в магнитной системе типа „касп“

© Н.С. Азарян,¹ С.А. Баренгольц,^{2,3} С.Н. Доля,¹ Г.А. Месяц,⁴ Э.А. Перельштейн¹

¹ Объединенный институт ядерных исследований,
141980 Дубна, Московская область, Россия

² Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
119991 Москва, Россия

³ Московский физико-технический институт (Государственный университет),
141700 Долгопрудный, Московская область, Россия

⁴ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
119991 Москва, Россия

e-mail: sb@nsc.gpi.ru

(Поступило в Редакцию 1 июля 2009 г.)

Исследована возможность использования пикосекундных сильнооточных релятивистских электронных пучков для формирования трубчатых вращающихся релятивистских электронных колец. Проведено численное моделирование продольного сжатия трубчатого пучка в каспе без учета эффектов пространственного заряда. Исследованы зависимости характеристик сжатого пучка, определяющие допуски на его начальные параметры и параметры магнитной системы.

Введение

В последнее время произошел значительный прогресс в получении мощных электронных пучков пикосекундной длительности [1]. Эти пучки обладают рядом достоинств, которые открывают новые возможности в разных областях науки и техники. Одно из приложений, приведенных в обзоре [1], связано с получением в диоде со взрывной эмиссией магнитоизолированных сильнооточных релятивистских пучков электронов пикосекундной длительности. Такие пучки можно использовать для генерации трубчатых вращающихся пучков.

Исследования по формированию плотных электронных колец (трубок) с релятивистским азимутальным вращением электронов проводятся начиная с 1960-х г. Трубчатые пучки находят применение в проблеме удержания плазмы для УТС [2–6] и для коллективных методов ускорения [7–16].

Одним из перспективных методов получения плотных электронных вращающихся ступков является метод формирования колец в статическом магнитном поле специальной геометрии, так называемом каспе. Для трубчатого электронного пучка, распространяющегося вдоль силовых линий пространственно-однородного магнитного поля, в области каспа направление поля резко изменяется на обратное. Примером каспа может служить магнитное поле в промежутке между двумя встречно включенными соленоидами.

Релятивистский электронный пучок при прохождении через реверс ведущего магнитного поля (каспа) преобразуется в плотный трубчатый пучок электронов с релятивистским вращением, причем поступательное движение трубки (кольца) существенно замедляется [2,3]. Про-

дольные размеры пучка сокращаются пропорционально уменьшению продольной скорости электронов.

Принципиальная схема формирования трубчатого пучка в каспе приведена на рис. 1. Магнитоизолированный релятивистский электронный пучок с катода 1 попадает в область каспа 3, образованного соленоидами 4. В этой области магнитные силовые линии имеют преимущественно радиальное направление, за каспом магнитное поле — аксиальное, равное по величине полю до каспа, но направление его изменяется на обратное. В области за каспом формируется трубчатый пучок электронов 5, вращающихся с релятивистскими скоростями. Работа с пикосекундными пучками позволяет использовать неразрушающиеся тонкие анодные пластины 2 для разделения вакуумных объемов до и после каспа с большим перепадом давления и различным газовым составом.

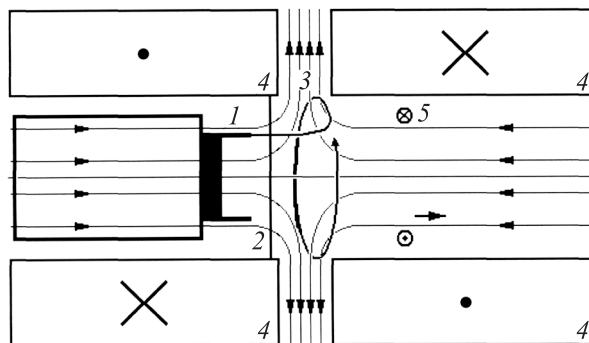


Рис. 1. Принципиальная схема формирования электронного кольца в каспе: 1 — катод; 2 — анод; 3 — область каспа; 4 — соленоиды; 5 — сжатый электронный пучок.

Основные параметры в экспериментальных установках по формированию трубчатых пучков

Эксперимент	R , cm	I_d , kA	I_b , kA	B , 10^{-4} T	U , MV	E , MeV	T_{FWHM}^d , ns	T_{FWHM}^b , ns	N_e	T_{trap} , μ s
1970 [5]	0.35–0.65	10	–	3–10	~ 0.5	–	50	–	10^{14}	
1973 [6]	3.5	20	10–20	0.53	–	0.35	–	–	–	9.5
1975 [12]	6	4–20	2–10	~ 1.4	1–3	2–3	20	–	–	0.1–0.2
1978 [13]	6	30	≤ 2	1.5	–	2.3	30	2	$\sim 10^{12}$	~ 0.1
1979 [14]	6	–	1.5	1.6	–	2.5	–	3–5	$5 \cdot 10^{11}$	~ 0.1

Примечание. R — радиус кольцевого катода; I_d — ток в диоде; I_b — ток в пучке после прохождения каспа; B — индукция в области однородного поля; U — диодное напряжение; E — энергия инжектированных электронов; T_{FWHM}^d — длительность импульса диодного напряжения на полувысоте сигнала; T_{FWHM}^b — длительность пучка после прохождения каспа; N_e — количество захваченных электронов; T_{trap} — время удержания электронов в ловушке.

Формирование электронных трубчатых пучков и колец изучалось во многих теоретических и экспериментальных работах для магнитных ловушек [2–10] и для коллективных ускорителей ионов с электронными кольцами [7–16].

Первые теоретические и экспериментальные исследования по захвату электронов в магнитную зеркальную ловушку с использованием каспа были проведены в Харьковском физико-техническом институте (ХФТИ) в 1963 г. Синельниковым с сотрудниками. В результате проведенных аналитических и численных расчетов динамики электронов после прохождения каспа были установлены переход поступательного движения электронов во вращательное и значительное замедление аксиальной скорости электронов [2]. Этот результат подтвержден экспериментально в работе [3], где при прохождении пучка, смещенного от оси соленоида, через касп в атмосфере водорода получен спиралевидный пучок. В результате в магнитной ловушке образовался трубчатый плазменный сгусток со сравнительно большой плотностью ($\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) и большим временем удержания ($\sim 0.1 \text{ s}$).

В Корнельском университете в 1970 г. на основе результатов ХФТИ при прохождении трубчатого пучка через касп получен вращающийся замедленный трубчатый пучок в магнитной ловушке, однако отмечены большие потери частиц при прохождении каспа и за ним [5]. Основные причины потерь: большая аксиальная протяженность каспа и влияние пространственного заряда пучка. Эти причины были устранены в [6] за счет использования концентратора радиального магнитного поля в каспе и использования тонкой анодной пластины без центрального окна для разделения вакуумных объемов до и после каспа. В магнитной ловушке (после каспа) давление водорода достигало $\sim 10 \text{ Pa}$, что приводило к быстрой нейтрализации пучка. В результате был реализован реверс магнитного поля электронным пучком, т.е. образовался E -слой Кристофилоса [4] с большим временем жизни (около $10 \mu\text{s}$).

Для коллективного метода ускорения ионов электронными кольцами [7–9] метод формирования плотных вращающихся электронных колец с помощью каспа,

предложенный Минцем [10], исследовался теоретически и экспериментально в Радиотехническом институте АН СССР [11].

Кроме использования трубчатого пучка в коллективном ускорителе в работе [11] указаны следующие возможные его применения: „Сочетание релятивистского вращения и медленного поступательного движения колец весьма полезно для облучения объектов с малым по отношению к характерной длине электронного взаимодействия осевым размером, таких как тонкие твердые мишени, тонкие слои жидкости, биологические ткани, плазмы“.

Проблема формирования плотных вращающихся электронных колец в каспе для исследований по коллективному методу ускорения ионов изучалась в университете Мэриленда. В результате экспериментов получено аксиальное сжатие трубчатого пучка, замедление аксиального движения электронов с помощью резистивного экрана цилиндрической формы и захват кольца в статическую магнитную ловушку зеркального типа [13].

Эксперименты по импульсному напуску водорода в камеру, так же как и подобные эксперименты в Корнеле по образованию E -слоя, дали положительный эффект за счет нейтрализации кольца [14]. В работе отмечено, что при давлении газа в камере на уровне десятков паскалей демпфируются когерентные аксиальные колебания кольца в магнитной яме. Попытка вывести кольцо за токовый виток, обеспечивающий удержание кольца в магнитной ловушке и его вывод, оказалась неудачной из-за потери аксиальной устойчивости электрон-ионного кольца (большие радиальные градиенты магнитного поля за токовым витком по ходу кольца).

Основные параметры и результаты работ по формированию трубчатых электронных пучков с помощью каспа [5,6,12–14] иллюстрируются в таблице.

Из таблицы видно, что использование каспа в опытах по формированию трубчатого пучка в Мэриленде [12–14] привело к сжатию его аксиального размера на порядок величины. Большой ток инжекции ($\sim 30 \text{ kA}$) в этих экспериментах приводил к быстрому разрушению образующихся за каспом пучков, поэтому он искусственно уменьшался на порядок. Полученные значения захваченных в кольцо частиц ($\sim 10^{12}$)

приемлемы для опытов по коллективному ускорению ионов электронными кольцами. Время жизни колец, нагруженных ионами, в магнитной ловушке даже при медленном движении центра магнитной ямы составляет сотни наносекунд. Использование пикосекундных пучков при формировании колец с помощью каспа позволяет не только существенно уменьшить время формирования колец по сравнению с известными установками [8,9], но и повысить ускоряющую способность электронных колец за счет уменьшения их аксиального размера. Таким образом, результаты проведенных экспериментов позволяют надеяться, что использование внешней аксиальной фокусировки электронов обеспечит компактное ускорение электрон-ионных колец в области низких энергий.

В теоретических работах по формированию вращающегося сгустка электронов в каспе принимался ряд допущений, упрощающих теоретический анализ. Так, в работах [2,3] численно моделировалась динамика частиц в магнитной ловушке с упрощенным магнитным полем в районе каспа. Такое упрощение ограничивает область применимости полученных результатов, так как не позволяет рассматривать конфигурацию с включением концентраторов поля, которые применялись в экспериментальных работах. В работах [15,16] рассматривалось движение частиц в каспе пренебрежимо малой длины и с принятой линеаризацией уравнений движения, что также ограничивает применимость результатов.

В настоящей работе исследуется динамика процесса формирования электронного кольца в реальных магнитных полях путем математического моделирования с использованием крупных частиц без учета пространственного заряда пучка. Учет влияния пространственного заряда планируется в рамках продолжения работы.

1. Расчет магнитного поля

Экспериментальные работы показали, что оптимальные условия для формирования трубчатых пучков включают минимально возможную ширину каспа и большую радиальную составляющую магнитного поля в каспе. Эти требования обеспечивают оптимальное сжатие продольных размеров пучка, незначительную амплитуду радиальных колебаний и максимальную скоростью азимутального вращения пучка.

Для концентрации радиального магнитного потока в каспе (уменьшения аксиальной протяженности каспа) в расчетах использовался концентратор поля из материала с большой магнитной проницаемостью — сталь S1010 (российский аналог — Ст10, индукция насыщения ~ 2.2 Т).

Расчеты магнитного поля проводились с использованием стандартного пакета прикладных программ „Poisson Superfish 7.18“ [17]. Он включает в себя программы, позволяющие рассчитывать необходимые для моделирования динамики пучка характеристики магнитного поля для аксиально-симметричных магнитных

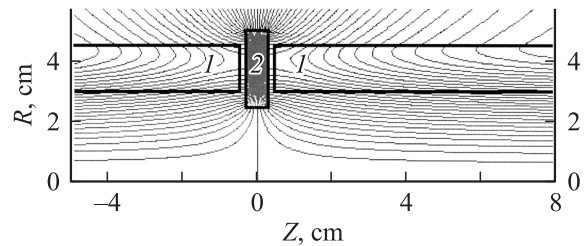


Рис. 2. Распределение магнитного поля в области каспа: 1 — соленоиды; 2 — концентратор.

систем с учетом эффектов насыщения железа: A_ϕ — азимутальную компоненту вектор-потенциала, аксиальную и радиальную компоненты индукции магнитного поля \mathbf{B} . Для имитирования свободного пространства на всех внешних границах ставилось условие Неймана: $\frac{\partial A_\phi}{\partial n} = 0$ ($B_z = 0$). На оси симметрии системы — граничное условие Дирихле: $A_\phi = 0$.

При расчетах магнитного поля ширина концентратора поля выбиралась с учетом насыщения железа, что ограничивало минимальную ширину каспа.

Применение пакета „Poisson Superfish“ позволило значительно экономить машинное время, не теряя при этом точности вычислений $\sim 10^{-4}\%$ в расчетной области 300×10 см при треугольной сетке с размером ячейки 0.1 см по основанию и 0.1 см по высоте.

На рис. 2 показано типичное распределение магнитного поля в районе каспа. В результате совместных расчетов магнитного поля и динамики электронного пучка в магнитной системе выбираются и оптимизируются параметры магнитной системы.

Для примера на рис. 3 показаны компоненты индукции магнитного поля в районе каспа на радиусе 2 см, близкому к радиусу трубчатого пучка при инжекции его с энергией $E_0 = 0.95$ MeV. Параметры соответствующей магнитной системы следующие: длина соленоидов — 1 м, внутренний и внешний диаметр соленоидов — 6 и 9 см, плотность тока в обмотках соленоидов — 1.1 kA/cm²,

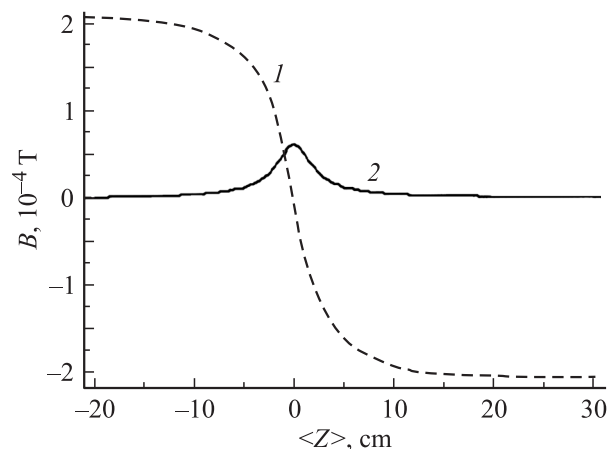


Рис. 3. Реверс продольной компоненты B_z (1) и радиальная компонента B_r (2) магнитного поля на радиусе 2 см.

ширина концентратора поля — 6 мм, внутренний и внешний диаметр концентратора поля — 5.6 и 10 см, магнитное поле в области однородности — $2.1 \cdot 10^{-4}$ Т. Как видно из рисунка, ширина каспа на полувысоте амплитуды магнитного поля составляет ~ 4 см.

2. Движение электрона в поле каспа

Движение заряда в магнитной системе с каспом определяется функцией Лагранжа [2]:

$$L = \frac{m\gamma}{2} (\dot{r}^2 + r^2\dot{\phi}^2 + \dot{z}^2) + \frac{e}{c} r\dot{\phi}A_\phi, \quad (1)$$

где $\gamma = 1 + \frac{E_0}{mc^2}$ — релятивистский фактор частицы, m — масса частицы, c — скорость света, r , ϕ и z — координаты частицы в цилиндрической системе координат. Обобщенный импульс P_ϕ является интегралом движения:

$$P_\phi = \frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}} = m\gamma r^2\dot{\phi} + \frac{e}{c} rA_\phi = \text{const}. \quad (2)$$

Если частица была инжектирована в такое поле в точке (r_0, z_0) с нулевой азимутальной скоростью $r_0\dot{\phi}_0 = 0$, то, согласно соотношению (2),

$$\dot{\phi} = -\frac{e}{mc\gamma} [rA_\phi - (rA_\phi)_0] \frac{1}{r^2}, \quad (3)$$

а уравнения радиального и продольного движения имеют вид

$$\begin{cases} \ddot{r} = r\dot{\phi}^2 + \frac{e}{mc\gamma} r\dot{\phi}B_z, \\ \ddot{z} = -\frac{e}{mc\gamma} r\dot{\phi}B_r. \end{cases} \quad (4)$$

Начальные условия ставились на кромке трубчатого катода со средним радиусом $r_0 = 2.25$ см, отстоящей от центра каспа на расстоянии $z_0 = 5$ см.

При движении частицы в стационарном магнитном поле выполняется закон сохранения энергии:

$$\dot{r}^2 + r^2\dot{\phi}^2 + \dot{z}^2 = V_0^2, \quad (5)$$

где $V_0^2 = c^2(1 - 1/\gamma^2)$.

В написанной на языке C++ программе эти уравнения с использованием рассчитанных магнитных полей интегрировались двумя методами 2-го порядка: модифицированным методом Эйлера [18] и методом Рунге–Кутты.

Погрешность вычисления иллюстрируется рис. 4, где показана ошибка в вычислении энергии частицы с начальными параметрами $\dot{z} = V_0$, $\dot{r} = 0$, $\dot{\phi} = 0$, $r = r_0$ при ее движении

$$\varepsilon = \frac{|V_0^2 - \dot{r}^2 - r^2\dot{\phi}^2 - \dot{z}^2|}{V_0^2} \cdot 100\%.$$

Как видно из рисунка, при моделировании динамики электронов эта величина для обоих методов интегрирования составляла $\sim 0.12\%$ вне каспа (в области однородного магнитного поля). В районе каспа в связи с

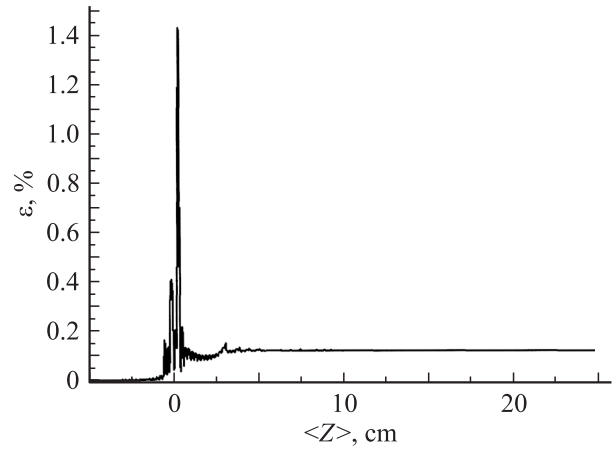


Рис. 4. Относительная ошибка энергии частиц.

сильным градиентом магнитного поля данное значение существенно возрастало (большой вклад вносила ошибка при интерполяции поля) и достигало $\sim 1.4\%$. Для частиц с отличными от нуля начальными отклонениями радиуса и скоростей при инжекции погрешность счета не отличалась от показанной на рис. 4.

Наименьшее время счета при заданном шаге дает метод Эйлера без интерполяции магнитного поля на полушаге интегрирования. При интегрировании методом Эйлера с интерполяцией и методом Рунге–Кутты без интерполяции время счета возрастает несущественно. При моделировании методом Рунге–Кутты с интерполяцией поля в промежуточных итерациях время счета существенно возрастает. Погрешность во всех четырех случаях различается несущественно и зависит в большей степени от точности вычисления магнитного поля и от величины сетки в карте.

3. Результаты моделирования

Трудности остановки вращающихся трубчатых пучков после каспа определяются в основном следующими факторами: разбросом по энергии электронов в начальном пучке (необходима плоская вершина импульса диодного напряжения), в результате которого электроны с разными энергиями приобретают различные аксиальные скорости после каспа, конечным радиальным размером катода и радиальными скоростями электронов в пучке.

На основе разработанной программы численного моделирования методом крупных частиц без учета пространственного заряда пучка проанализированы параметры сжатой трубки для следующих параметров установки: радиус кольцевого катода — $r_0 = 2.25$ см, энергия электронов — $E_0 = 0.95$ МэВ, длительность импульса — 100 пс, индукции магнитного поля в однородной области — $2.1 \cdot 10^{-4}$ Т.

В работе по формированию электронных колец в каспе [16] была получена формула зависимости продольного размера кольца l от скорости его поступательного

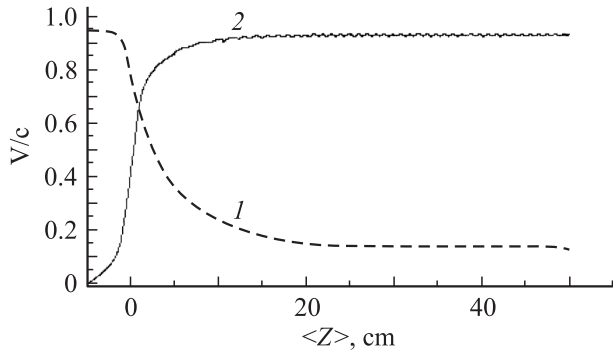


Рис. 5. Изменение среднего значения скорости поступательного движения $\langle V_z \rangle$ (1) и скорости азимутального вращения электронов $\langle V_\phi \rangle$ (2) в зависимости от аксиального положения центра масс пучка.

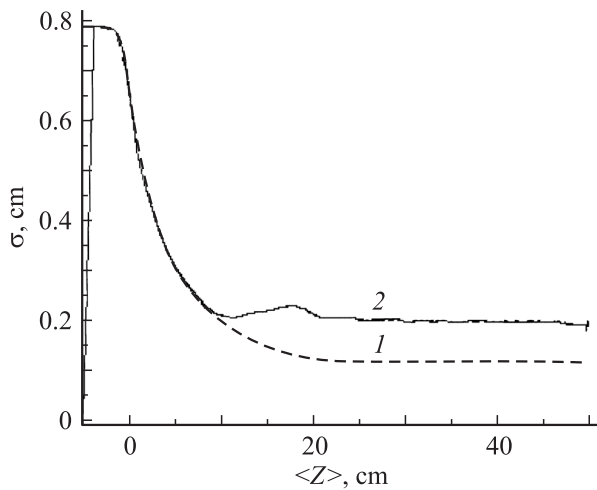


Рис. 6. Динамика продольного среднеквадратичного размера пучка: 1 — σ , 2 — σ' .

движения V :

$$\frac{l}{l_0} = \frac{V}{V_0},$$

где l_0 и V_0 — продольный размер и скорость пучка в момент инжекции.

Для оценки среднеквадратичного размера пучка σ в моделировании с учетом потерь частиц применялась получаемая из этого соотношения величина

$$\sigma(\langle V_z \rangle) = \frac{\sigma_0}{V_0} \langle V_z \rangle, \quad (6)$$

где σ_0 — среднеквадратичный продольный размер пучка в момент инжекции; $\langle V_z \rangle$ — средняя аксиальная скорость пучка. Поскольку часть частиц удаляется на значительное расстояние от центра масс пучка $\langle Z \rangle$, при этом внося значительный вклад в оценку параметров пучка, в модели кольцо формируется из электронов, координаты которых остаются в интервале $\langle Z \rangle \pm 3\sigma$, где σ — продольный размер пучка, определяемый из соотношения (6). Кроме того, далее будет фигурировать величина σ' , определяемая как среднеквадратичный

размер пучка, образованный частицами, находящимися в интервале $\langle Z \rangle \pm 3\sigma$. Для оценки плотности пучка вычислялась относительная погонная плотность частиц

$$\lambda(\langle Z \rangle) = \frac{N/\sigma'}{N_0/\sigma_0},$$

где N_0 — количество инжектированных частиц; N — количество частиц в интервале $\langle Z \rangle \pm 3\sigma$.

На рис. 5 представлено замедление относительной продольной скорости пучка $\langle V_z \rangle$ и рост скорости азимутального вращения $\langle V_\phi \rangle$. Результаты получены путем численного моделирования с использованием 10 000 крупных частиц с начальным однородным распределением плотности пучка. Длительность токового импульса — 100 ps ($\sigma_z = 0.78$ cm), толщина трубки — $\Delta R = 100 \mu\text{m}$. Относительный энергетический $\delta E = \Delta E/E_0$ и угловой $\Delta\alpha$ полуразбросы приняты нулевыми. Из рисунка видно, что выбранная геометрия

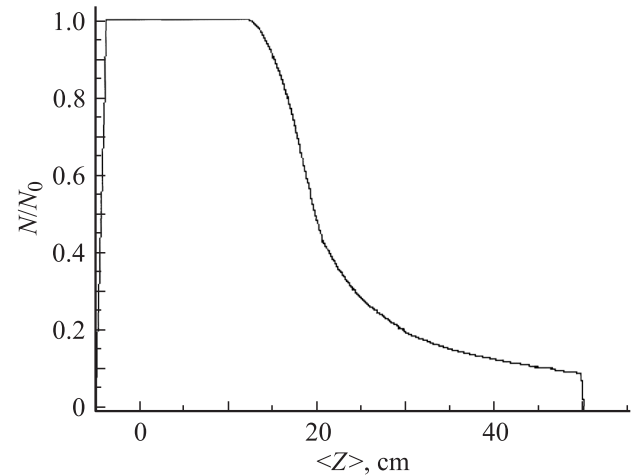


Рис. 7. Зависимость относительного числа частиц в сгустке с продольным полуразмером $3\sigma - N/N_0$ от положения центра сгустка.

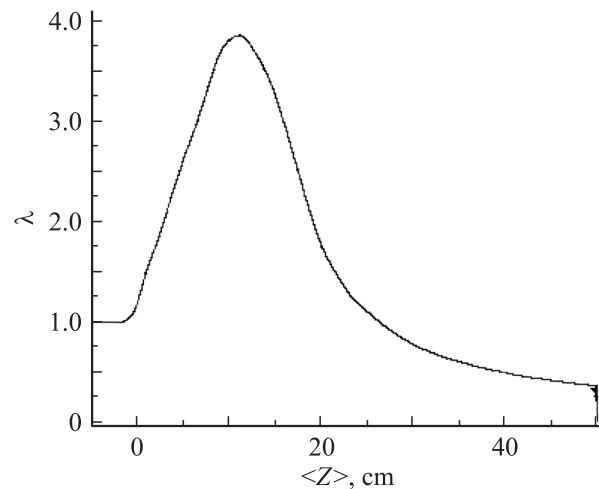


Рис. 8. Зависимость относительной погонной плотности λ трубчатого пучка от положения центра масс пучка.

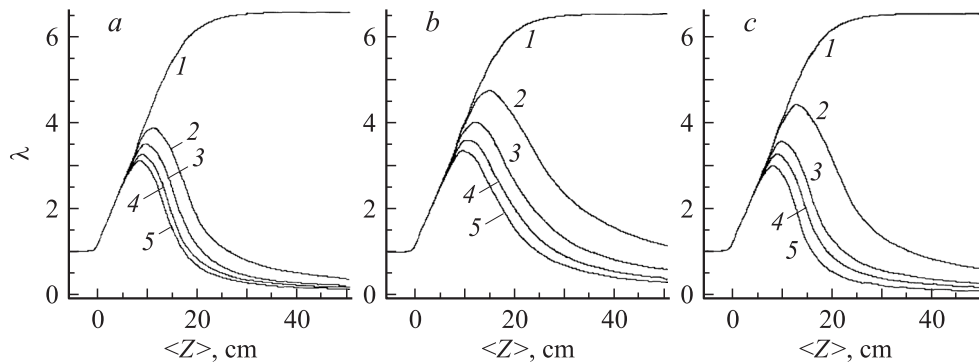


Рис. 9. Зависимости относительной погонной плотности трубки λ от положения центра масс пучка (Z) при различных значениях полуразбросов начальных параметров: а) 1 — $\Delta R = 0$, 2 — 100, 3 — 150, 4 — 200, 5 — 250 μm ; б) 1 — $\Delta\alpha = 0$, 2 — 5, 3 — 10, 4 — 15, 5 — 20 mrad; в) 1 — $\delta E = 0$, 2 — 0.2, 3 — 0.5, 4 — 0.7, 5 — 1%.

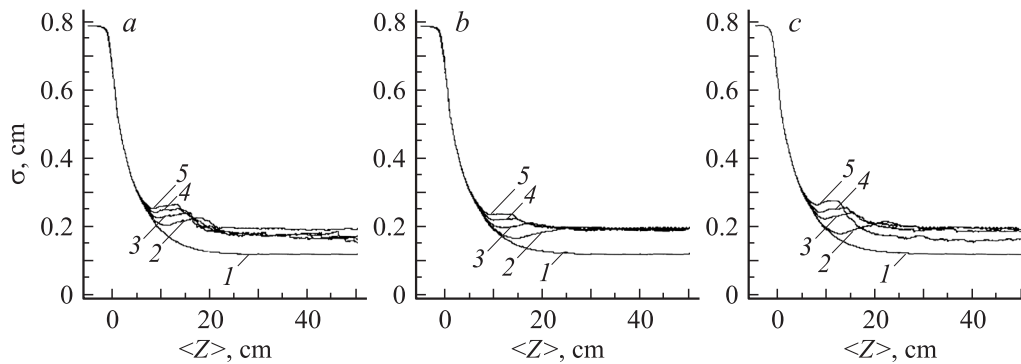


Рис. 10. Зависимость продольного среднеквадратичного размера σ' пучка от положения центра масс при различных значениях полуразбросов начальных параметров: а) 1 — $\Delta R = 0$, 2 — 100, 3 — 150, 4 — 200, 5 — 250 μm ; б) 1 — $\Delta\alpha = 0$, 2 — 5, 3 — 10, 4 — 15, 5 — 20 mrad; в) 1 — $\delta E = 0$, 2 — 0.2, 3 — 0.5, 4 — 0.7, 5 — 1%.

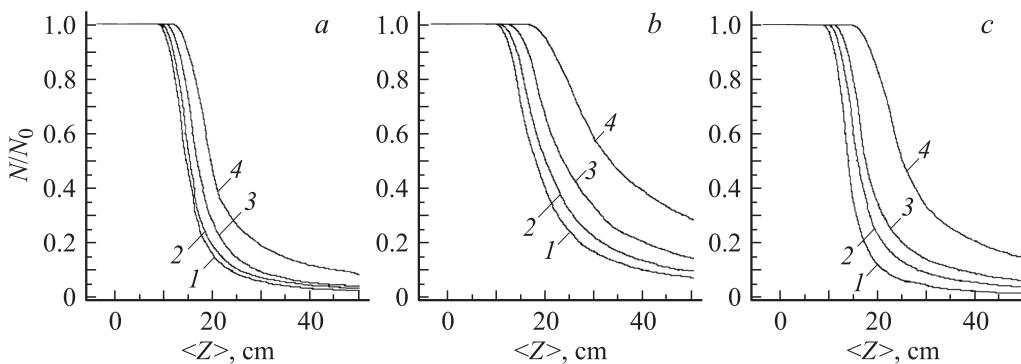


Рис. 11. Зависимость относительного числа частиц в сгустке с продольным полуразмером $3\sigma - N/N_0$ от положения центра сгустка при различных значениях полуразбросов начальных параметров: а) 1 — $\Delta R = 100$, 2 — 150, 3 — 200, 4 — 250 μm ; б) 1 — $\Delta\alpha = 5$, 2 — 10, 3 — 15, 4 — 20 mrad; в) 1 — $\delta E = 0.2$, 2 — 0.5, 3 — 0.7, 4 — 1%.

каска обеспечивает уменьшение поступательной скорости сгустка примерно в 8 раз, а скорость вращения электронов возрастает до величины, примерно равной начальной скорости электронов. Радиальные колебания в сгустке приводят к незначительным колебаниям азимутальной скорости после каска.

На рис. 6 показана динамика продольного среднеквадратичного размера трубки в зависимости от положения

центра масс пучка $\langle Z \rangle$. Кривой 1 показано значение σ , получаемое из аналитической зависимости (4), кривая 2 показывает среднеквадратичное отклонение σ' для частиц, попадающих в интервал $\langle Z \rangle \pm 3\sigma$. Потери частиц вдоль траектории кольца иллюстрируются рис. 7.

На рис. 8 приведена зависимость плотности пучка — λ от положения центра масс системы. Здесь видно, что в положении ~ 11 см после каска плотность превышает

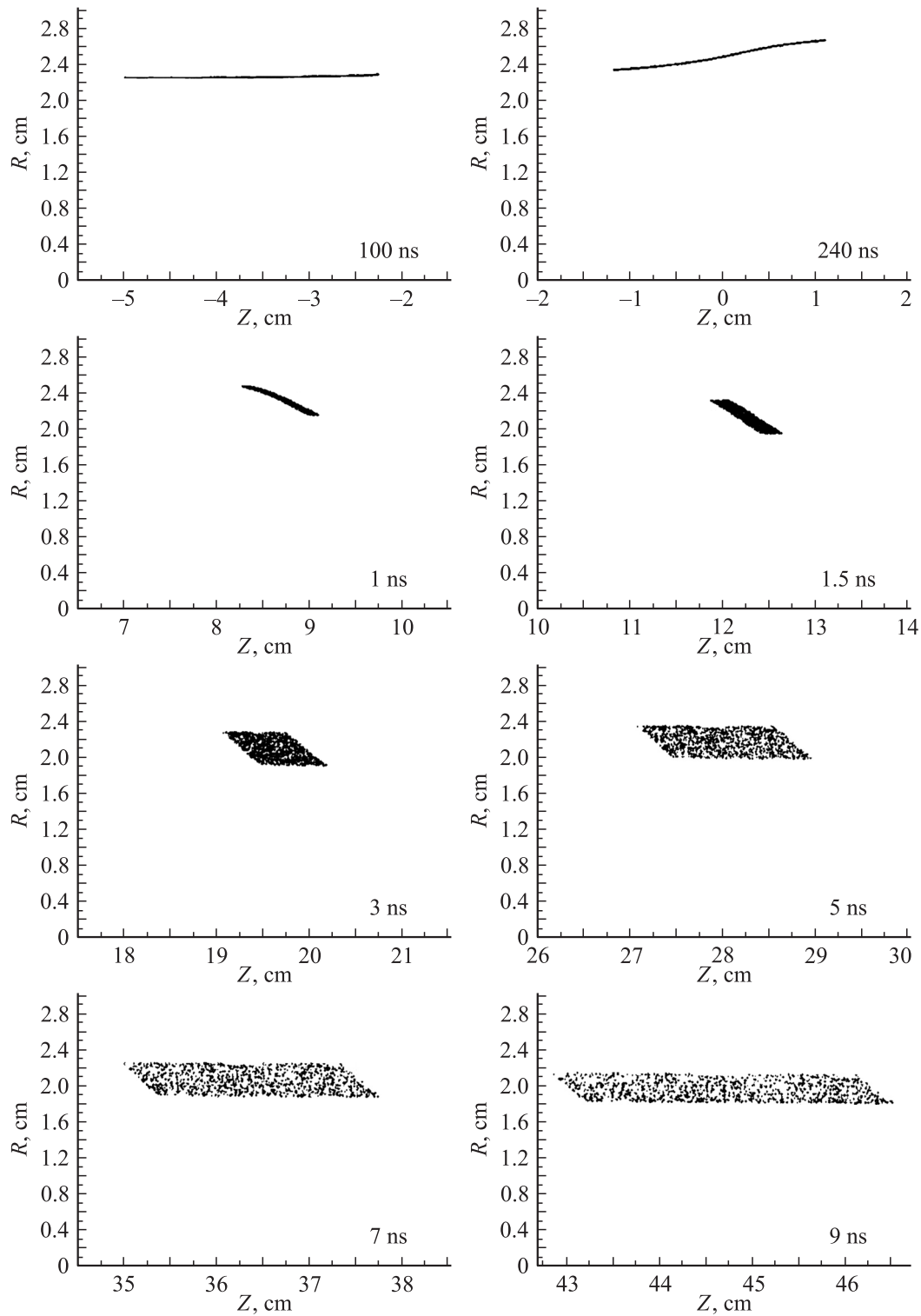


Рис. 12. Портреты сечения пучка в различные моменты времени.

начальную в 4 раза, что соответствует сжатию продольного среднеквадратичного размера пучка от 0.8 до 0.2 см на рис. 6. Далее плотность падает в результате потерь частиц.

На рис. 9 показана зависимость относительной погонной плотности трубки от положения центра масс

пучка при различных значениях энергетического и углового полуразбросов начальных параметров электронов в пучке и при различных значениях толщины кромки катода. При численном моделировании вводились равномерные разбросы начальных параметров внутри интервалов $\pm\Delta\alpha$, $E_0 \pm \Delta E$ и $R_0 \pm \Delta R/2$. В приведенных

результатах при наличии разброса по одному из этих параметров два других принимались нулевыми.

Аксиальный размер сгустка σ' при его движении от центра каспа до расстояния около 10 см уменьшается пропорционально скорости центра масс даже с учетом разумных допусков на энергетический, угловой разброс электронов и толщину кромки катода, что показано на рис. 10. Потери частиц при этом показаны на рис. 11.

В качестве иллюстрации на рис. 12 приведены полученные в численном моделировании сечения трубчатого сгустка вращающихся релятивистских электронов в радиально-аксиальной плоскости для различных положений аксиального центра пучка.

Таким образом, на основании результатов расчета, проиллюстрированных рис. 5–12, можно ожидать, что на расстоянии ~ 10 см от центра каспа формируется плотное кольцо вращающихся релятивистских электронов. При токе инжекции ~ 2 кА число захваченных частиц $\sim 10^{12}$. Скорость продольного движения кольца $\sim 0.2c$ при малом размере кольца около 2 мм. Такие параметры кольца позволяют рассматривать возможности его использования для различных приложений. Для дальнейшего использования кольца для коллективного ускорения ионов необходимо дополнительное уменьшение его продольную скорость до уровня $0.1c$, обеспечить фокусировку электронов с учетом сил пространственного заряда и загрузку ионов в кольцо. Как показывают предыдущие эксперименты, эти проблемы решаются при использовании резистивных стенок или режима низкого вакуума (струи газа) для торможения электронного кольца захваченными ионами. Захваченные ионы обеспечивают также фокусировку электронов в кольце.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 08-08-00930-а, ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ Г.К. № 02.740.11.0447 и аналитической ведомственной целевой программы „Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2010 годы)“, проект № 2.1.1/5470.

Список литературы

- [1] Месяц Г.А., Яландин М.И. // УФН. 2005. Т. 175. № 3. С. 225–246.
- [2] Синельников К.Д., Хижняк Н.А., Репалов Н.С. и др. Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза. Вып. 4. Киев: Наук. думка, 1965. С. 388–403.
- [3] Синельников К.Д., Акианов Б.С. Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза. Вып. 4. Киев: Наук. думка, 1965. С. 403–410.
- [4] Christofilos N.C. // Proc. 2nd United Nations Int. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva, Switzerland. United Nations, 1958. P. 279.
- [5] Friedman M. // Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 24 (20). P. 1098–1100.
- [6] Kribel R.E., Shinsky K., Felps D.A., Fleischmann H.H. // Plasma Physics. 1974. Vol. 16 (1). P. 113–115.
- [7] Veksler V.I. // Proc. CERN Symp. on High Energy Accelerators and Pion Physics. Geneva, 1956. Vol. 1. P. 80–83; Векслер В.И. // Атомная энергия. 1956. Т. 2 (5). С. 427–430.
- [8] Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. М.: Атомиздат, 1979.
- [9] Olson G.L., Schumacher U. Collective Ion Acceleration. Berlin: Springer-Verlag, 1979.
- [10] Левин М.Л., Минц А.Л., Науменко Е.Д., Филимонова Т.Н. // ДАН СССР. 1972. Т. 204 (4). С. 840–843.
- [11] Минц А.Л., Левин М.Л., Науменко Е.Д., Филимонова Т.Н. // РиЭ. 1975. Т. 20 (12). С. 2525–2530.
- [12] Destler W.W., Hudgings D.W., Kehs R.A., Misra P.K., Rhee M.J. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1975. Vol. 22 (3).
- [13] Hudgings D.W., Meger R.A., Striffler C.D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1978. Vol. 40. P. 764–767.
- [14] Striffler C.D., Meger R.A., Grossmann J. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1979. Vol. 26 (3). P. 4234–4235.
- [15] Доля С.Н., Красных А.К., Тухомиров В.В. // Сообщения ОИЯИ. 1981. P.9-81-167.
- [16] Бонч-Осмоловский А.Г., Доля С.Н. // Сообщения ОИЯИ. 1976. P.9-10-228.
- [17] Billen J.H. and Young L.M. // Los Alamos National Laboratory. 2003. LA-UR-96-1834.
- [18] Амосов А.А., Дубинский Ю.А., Копченкова Н.В. Вычислительные методы для инженеров. М.: Высш. шк., 1994.