

01;10;12

## Нелинейная динамика продольных структур в электронном облаке коаксиального электронно-струнного ионного источника

© Е.Д. Донец,<sup>1</sup> Е.Е. Донец,<sup>1</sup> Е.М. Сыресин,<sup>1</sup> А.Е. Дубинов,<sup>2</sup>  
И.В. Макаров,<sup>2</sup> С.А. Садовой,<sup>2</sup> С.К. Сайков,<sup>2</sup> В.П. Тараканов<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Объединенный институт ядерных исследований,  
Дубна, Московская область, Россия

<sup>2</sup> ФГУП „Российский Федеральный Ядерный Центр —  
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики“,  
607188 Саров, Нижегородская область, Россия

<sup>3</sup> Объединенный институт высоких температур РАН,  
Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 18 октября 2010 г.)

Проведено 2.5-D PIC-моделирование коаксиальной электронной ловушки с внутренним анодным электродом. Было обнаружено, что при достижении циркулирующим током значения предельного вакуумного тока в ловушке формируется виртуальный катод (ВК), а затем сжатое состояние пучка (распределенный ВК). Найдено, что процесс установления сжатого состояния характеризуется сложной нелинейной динамикой, когда участки сжатого состояния чередуются участками двухпотокового состояния (фазовые пузыри). Фазовые дыры по физической природе аналогичны известным в плазме структурам Берштейна—Грина—Крускала. Было обнаружено, три вида фазовых дыр, отличающихся друг от друга своей динамикой (вибрирующие, летящие и хаотические дыры). При рассмотрении фазовых дыр в качестве квазичастиц найдено несколько каналов их взаимодействия при парных столкновениях. Проанализированы перспективы применения коаксиальной ловушки в качестве источника высокозарядных ионов. Несмотря на то что режим со сжатым состоянием пучка дает большее число накопленных электронов по сравнению с обычным двухпотоковым режимом, средняя кинетическая энергия при наличии ВК оказывается существенно сниженной. Предложен метод борьбы с этим снижением, который заключается в увеличении значения предельного вакуумного тока для аксиальной геометрии с внутренним электродом.

### Введение

Глубокая ионизация атомов килоэлектрон-вольтным пучком электронов считается одним из основных методов получения многозарядных ионов. Пионерские работы по разработке электронно-лучевых ионных источников, работающих на основе этого метода, выполнены в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ) [1,2]. Для формирования интенсивных пучков многозарядных ионов необходимы стационарные электронные пучки с силой тока в несколько ампер высокой плотностью тока и энергией электронов в несколько килоэлектрон-вольт. В этих источниках стационарный электронный пучок однократно проходил через область ионизации.

Для снижения мощности электронных пучков на 2 порядка и увеличения выхода ионов в ОИЯИ были предложены так называемые электронно-струнные ионные источники [3–6]. Электронный пучок, сформированный в пушке, транспортируется через область ионизации к рефлектору, отражается от него и снова возвращается в пушку, где происходит последующее отражение электронов от катода. В итоге подобный источник ионов представляет собой ловушку с накоплением электронов, образованную потенциалами этих электродов. В процессе накопления электроны совершают несколько сотен осцилляций между катодом и рефлектором, прежде чем

покидают ее в поперечном по отношению к магнитному полю направлении. Это позволяет обеспечить высокую плотность электронов при малом токе инжекции и требуемую степень ионизации высокозарядных ионов.

Схема электронной ловушки электронно-струнного ионного источника достаточно традиционна. В длинном вакуумном канале электронное облако удерживается в радиальном направлении сильным продольным магнитным полем, а в продольном направлении — электростатическими отражателями. В качестве источников электронов здесь применяются термоэлектронные пушки. Примером такой ловушки служат электронно-струнный ионный источник ОИЯИ „Крион-2“ [3,4], а также ловушки других лабораторий, построенных по схеме с отражениями [7].

Впоследствии для еще большего увеличения количества электронов в облаке и повышения его устойчивости было предложено формировать трубчатый электронный пучок вместо сплошного, который охватывает внутренний анодный электрод. При этом внутренний и внешний анодные электроды имеют неоднородные профили, совпадающие с силовыми линиями магнитного поля [8,9]. Идея такой ловушки с трубчатой геометрией электронного облака также была развита в [10] применительно к позитронной ловушке. Недавно динамика накопления электронов в подобной коаксиальной ловушке

с цилиндрическими внешним и внутренним анодными электродами изучалась экспериментально [11].

Перед проведением экспериментов на „Крион-2“ ожидалось, что общее количество накопленных электронов будет монотонно расти до некоторого уровня насыщения, пока самосогласованный ток инжекции электронов в ловушку не сравняется с током потерь электронов. При этом ток накопления, равный производной по времени величины накопленного заряда, должен иметь вид импульса конечной длительности, который имеет единственный максимум. Однако был обнаружен неожиданный эффект [4,5,12–14], который заключался в следующем: регистрируемый ток накопления имел вид двух последовательных импульсов, разделенных заметным спадом величины тока, причем амплитуда второго импульса накопления была меньше, но сравнима с амплитудой первого, в то время как длительность второго импульса была значительно больше первого, так что накопленный заряд электронов за время второго импульса в несколько раз превосходил заряд электронов в первом импульсе. Такому двухимпульсному режиму было дано название „режим электронной струны“. Позднее двухимпульсный режим тока накопления был зарегистрирован на других установках подобного класса (например, на аналогичной ловушке Брукхевенской Национальной Лаборатории, США [15]).

Экспериментальные исследования режима струны позволили получить следующие результаты.

1. Накопленный заряд электронов в ловушке для режима электронной струны был заметно выше, чем при накоплении в одноимпульсном режиме, что весьма полезно для повышения выходных характеристик источника ионов.

2. Зарегистрирован существенный (до 30%) энергетический разброс электронов в струне при накоплении электронов первоначально моноэнергетического пучка, причем большая часть накопленных в струне электронов имела энергию, меньшую первоначальной, определяемой разностью потенциалов между катодом и анодом, а часть электронов (около 7–10%) имела энергию, большую по сравнению с первоначальной.

3. В режимах, близких к режиму струны, в электронном облаке наблюдаются интенсивные колебания с частотой в несколько мегагерц.

4. Переход в режим электронной струны соответствует фазовому переходу — от двухпоточковой фазы в фазу электронной плазмы с 30% энергетическим разбросом электронов.

5. Динамика формирования электронной струны в эксперименте в значительной мере определяется уходом электронов из системы в поперечном по отношению к магнитному полю направлении.

Исчерпывающего объяснения двухимпульсного режима тока до недавнего времени не было, хотя в [4,5] отмечается важная роль энергетического разброса электронов, сопровождающего режим струны и возникающего из-за неустойчивости накопленных электронов при их

высокой интенсивности [6], а также поперечного ухода электронов из системы.

В работе [16] с помощью детального PIC-моделирования динамики накопления электронов в ловушке с трубчатым электронным пучком (без внутреннего анодного электрода) было показано, что в ловушке в режиме электронной струны устанавливаются участки с так называемым „сжатым состоянием пучка“ (аналогичные тем, которые образуются в СВЧ-генераторах с виртуальным катодом — виркаторах [17–19]), или, по другой терминологии, участки с распределенным виртуальным катодом (ВК) [20,21]. Фактически эти участки представляют собой горячие облака заряженной электронной плазмы, характеризующейся большой плотностью электронов и развитой турбулентностью. Они обнаруживаются по специфической динамике фазового портрета, когда встречные пучки на некотором участке „смыкаются“ вдоль оси скоростей.

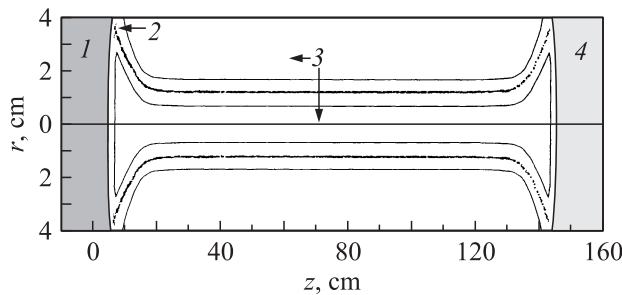
Процесс установления сжатого состояния, как правило, имеет вид продольной волны переключения (или фазового перехода): „двухпоточковое состояние переходит в сжатое состояние“ и сопровождается дополнительным накоплением электрического заряда, а скорость волны переключения определяется темпом накопления заряда. Простейшая форма сжатого состояния пучка была также зарегистрирована в [22] при PIC-моделировании короткой ловушки на одном из ее торцов.

Легко понять, что если электронная ловушка используется в режиме источника высокозарядных ионов, то для повышения его выходных характеристик необходимо стремиться к увеличению количества накопленных электронов без снижения их кинетической энергии. Однако в [16] было обнаружено, что режим сжатого состояния пучка оказывает двойное влияние на работу ловушки: плотность и общее число накопленных электронов действительно в несколько раз превышает число электронов, накопленных в обычном двухпоточковом режиме, но средняя энергия электронов оказывается заметно сниженной.

При создании коаксиального электронно-струнного источника ионов с внутренним анодным электродом [8,9] возникли следующие ключевые вопросы: может ли в такой ловушке устанавливаться сжатое состояние, каковы его особенности, и как оно будет влиять на характеристики ионного источника на ее основе. Цель данной работы — получить ответы на поставленные вопросы с помощью PIC-моделирования динамики накопления электронов.

## 1. Описание схемы моделирования

Было проведено PIC-моделирование процесса накопления электронов в коаксиальной ловушке с помощью 2.5D версии кода „КАРАТ“ [23]. Заранее предвидя необходимость огромных вычислительных ресурсов для проведения каждого полного расчета, связанную



**Рис. 1.** Геометрия моделируемой ловушки и электронного пучка: 1 — левый отражатель; 2 — прозрачный для электронов катод-эмиттер, 3 — анодные электроды; 4 — правый отражатель.

с большой длительностью процесса (более  $3\mu\text{s}$ ) по сравнению с плазменным периодом электронного облака на заключительной стадии накопления (менее  $1\text{ns}$ ) и с большим различием между его радиальным (порядка  $1\text{cm}$ ) и продольным (более  $1\text{m}$ ) размерами, авторы использовали следующие упрощающие положения модели: решение электростатического уравнения Пуассона для самосогласованного поля в ловушке вместо уравнений Максвелла и максимально упрощенная модель электронной пушки, когда считалось, что электроны поступают в ловушку в результате согласованной с внешним электрическим полем эмиссии с прозрачной катодной сетки, расположенной на одном из концов ловушки. Сама ловушка при этом состояла из анодной трубы дрейфа, содержащей два коаксиальных профилированных электрода, внутренний и внешний, и двух расположенных с торцов отражающих электродов.

Геометрия ловушки с трубчатым электронным облаком показана на рис. 1. Длина ловушки составляет  $L = 1.5\text{m}$ , радиус внутреннего анодного электрода в центральной части  $R_i = 1\text{cm}$ , внешнего —  $R_e = 2\text{cm}$ , внутренний радиус электронного облака в центральной части  $r_i = 1.15\text{cm}$ , внешнего —  $r_e = 1.25\text{cm}$ . Другие размеры ловушки и электронного облака можно определить по координатной схеме рис. 1. Потенциалы электродов: катодной сетки  $U_c = -5\text{kV}$ , левого отражателя  $U_{r1} = -5.5\text{kV}$ , правого отражателя  $U_{r2} = -7\text{kV}$ , анодных электродов  $U_a = 0\text{kV}$ .

Считалось, что в ловушке существует внешнее продольное магнитное поле, величина которого в центральной части составляет  $H_0 = 50\text{kG}$ , а к концам ловушки сильно спадает. Характер спада магнитного поля при приближении к концам ловушки можно определить из рис. 1, принимая во внимание, что анодные электроды и профиль пучка совпадают с линиями магнитного поля по всей длине ловушки. Начальный ток электронной эмиссии задавался равным  $I_0 = 0.3, 2.5, 3.0, 3.5\text{A}$ , далее он определялся с учетом ограничения тока пространственным зарядом накопленных в ловушке электронов. Пространственная расчетная сетка была выбрана размером  $41 \times 151$  узлов.

## 2. Результаты моделирования

### 2.1. Стадия до формирования ВК

Результаты моделирования динамики накопления электронов в ловушке для токов эмиссии  $I_0 = 2.5, 3.0, 3.5\text{A}$  были проанализированы и проиллюстрированы на рис. 2–4 соответственно. На них приведены: центральная пространственно-временная схема, представляющая общую динамику накопления, на ней закрашена область, соответствующая сжатоому состоянию пучка (горячей электронной плазме), каждая схема получена после обработки 3000 мгновенных фазовых портретов пучка; типичные фазовые портреты в два момента времени (по стрелкам) показаны сверху и снизу, слева показана расчетная осциллограмма тока накопления электронов, полученная путем численного дифференцирования зависимости полного числа электронов в ловушке от времени. Опишем результаты моделирования.

Сначала было определено, что среднее время обращения электронов (т.е. баунс-период) составляет примерно  $\tau_b \approx 100\text{ps}$ . Таким образом, в ловушке спустя  $t = 100\text{ps}$  после включения пушки устанавливается двухпотокное состояние (см. нижний фазовый портрет на рис. 2) и держится до момента возникновения ВК.

Для токов эмиссии  $I_0 = 2.5, 3.0, 3.5\text{A}$  ВК возникает всегда слева, в самом начале однородной части трубы дрейфа. Момент времени возникновения ВК можно определить из условия достижения числом накопленных электронов  $N$  предельного значения  $N_{\text{lim}}$ , выражаемого через вакуумный предельный ток пучка  $I_{\text{lim}}$  в коаксиальной трубе дрейфа:

$$N > N_{\text{lim}} = \frac{I_{\text{lim}}L}{ev_{\parallel}}, \quad (1)$$

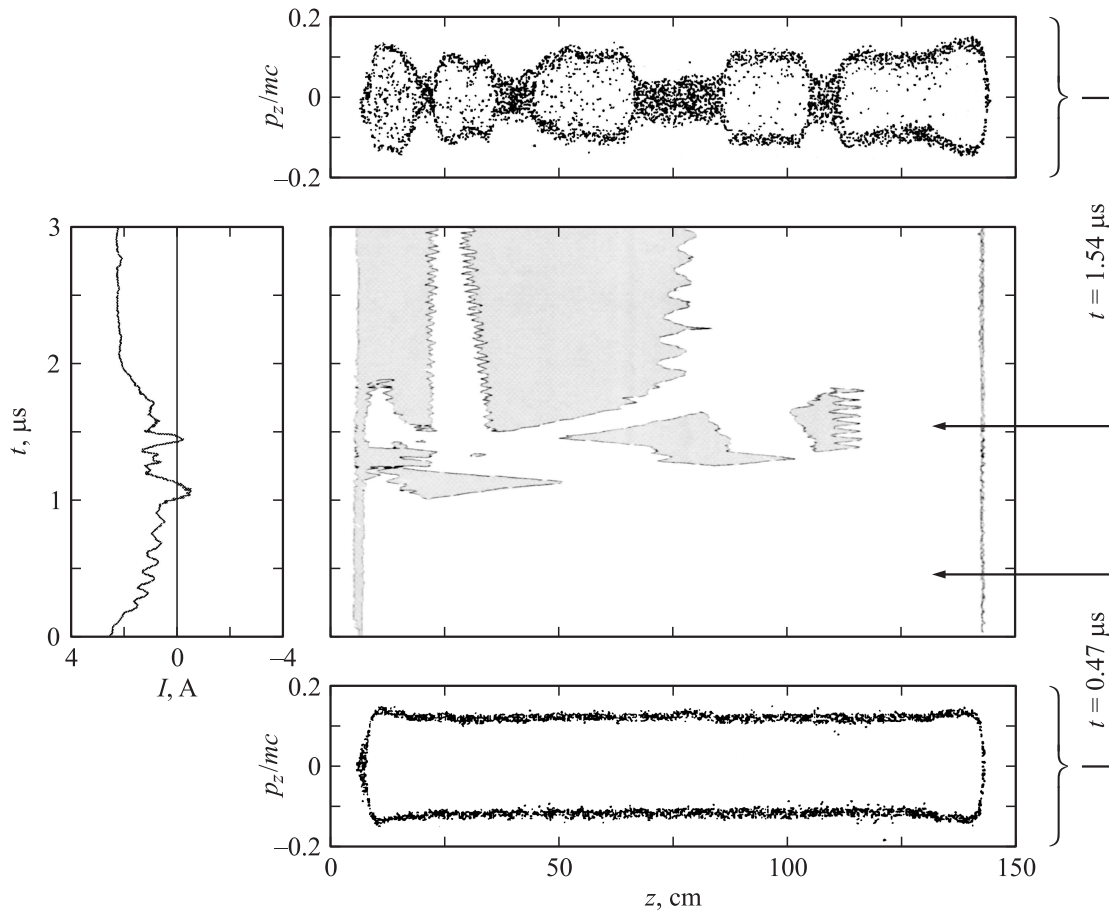
где  $v_{\parallel}$  — продольная скорость электронов в однородной части ловушки, а  $L$  использован без учета неоднородности всех профилей на концах ловушки. Вакуумный предельный ток пучка  $I_{\text{lim}}$  для коаксиальной системы и нерелятивистских электронов можно рассчитать по формулам, которые можно получить из релятивистских формул [24] предельным переходом. Это дает

$$I_{\text{lim}} = \frac{1}{3^{3/2}} \frac{mv_{\parallel}^3}{e} \mathfrak{F}(R_i; R_e; r_i; r_e). \quad (2)$$

Форм-фактор  $\mathfrak{F}$  выражается как

$$\mathfrak{F}(R_i; R_e; r_i; r_e) = \frac{\frac{\ln(R_e/R_i)}{\ln(r_{\phi}/R_i)-1/2}}{1 + 2 \ln(R_e/r_e) + \frac{2r_i^2}{r_e^2 - r_i^2} \left[ \ln(r_i/r_e) + \frac{\ln(R_e/R_i) \ln(r_{\phi}/r_i)}{\ln(r_{\phi}/R_i)-1/2} \right]}, \quad (3)$$

где через  $r_{\phi}$  обозначен радиус, на котором достигается минимум электростатического потенциала  $\phi(r)$ . Отметим, что в отличие от цилиндрической трубы дрейфа



**Рис. 2.** Пространственно-временная динамика установления сжатого состояния и фазовых пузырей в ловушке (в центре), фазовые портреты (сверху и снизу) и расчетная осциллограмма тока накопления (слева) при  $I_0 = 2.5$  А.

без внутреннего электрода, где максимальное провисание потенциала достигается на внутренней поверхности электронного пучка, для коаксиальной трубы дрейфа минимум потенциала достигается в толще электронного пучка. т.е.  $r_i < r_\phi < r_e$ . Как следует из [24], имеет место

$$r_\phi = r_i \sqrt{1 + \frac{\ln(r_i/r_e)}{\ln(R_e/R_i)} + \frac{r_e^2 - r_i^2}{2r_i^2 \ln(R_e/R_i)} [1 + 2\ln(R_e/r_e)]}. \quad (4)$$

Необходимо специально подчеркнуть, что поскольку формирование электронного пучка происходит в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией, то для корректного вычисления вакуумного предельного тока следует подставлять в формулу (2) продольную скорость электронов, определяемую не выражением  $mv_{\parallel}^2/2 = e(U_a - U_c)$ , а соотношением  $mv_{\parallel}^2/2 = \lambda e(U_a - U_c)$ , в котором коэффициент  $\lambda$  может принимать значения от  $\lambda \cong 1$  для исчезающе малого эмиссионного тока, вследствие возникновения поперечной скорости электронов в поперечном электрическом поле пушки и продольном магнитном поле, до  $\lambda = 1/3$  для эмиссионного тока, близкого к вакуумному предельному току. Это следует из теории коаксиальных диодов с

магнитной изоляцией [25]. В момент формирования ВК в формулы (1) и (2) следует подставлять  $v_{\parallel}$  с учетом  $\lambda = 1/3$ .

Было также обнаружено, что чем больше ток эмиссии, тем раньше образуется ВК. При совсем малых токах, например при  $I_0 = 0.3$  А, ВК не образуется вовсе, а ток накопления плавно уменьшается от  $I_0$  до нуля. Режим накопления электронов с плавным уменьшением тока инжекции до нуля реализуется, если скорость увеличения энергетического разброса электронов и скорость их ухода из системы оказываются значительно ниже, чем скорость накопления электронов. Это связано с тем, что в расчетах не учитывается уход электронов в поперечном направлении, реализуемый в экспериментах [3,4]. В расчетах уменьшение тока накопления объясняется продольными потерями на торцах ловушки энергичных электронов, которым удается преодолеть потенциальные барьеры отражателей.

## 2.2. Стадия после формирования ВК

Продолжим описание динамики накопления электронов. ВК после своего рождения начинает расширяться в продольном направлении, образуя при этом участок

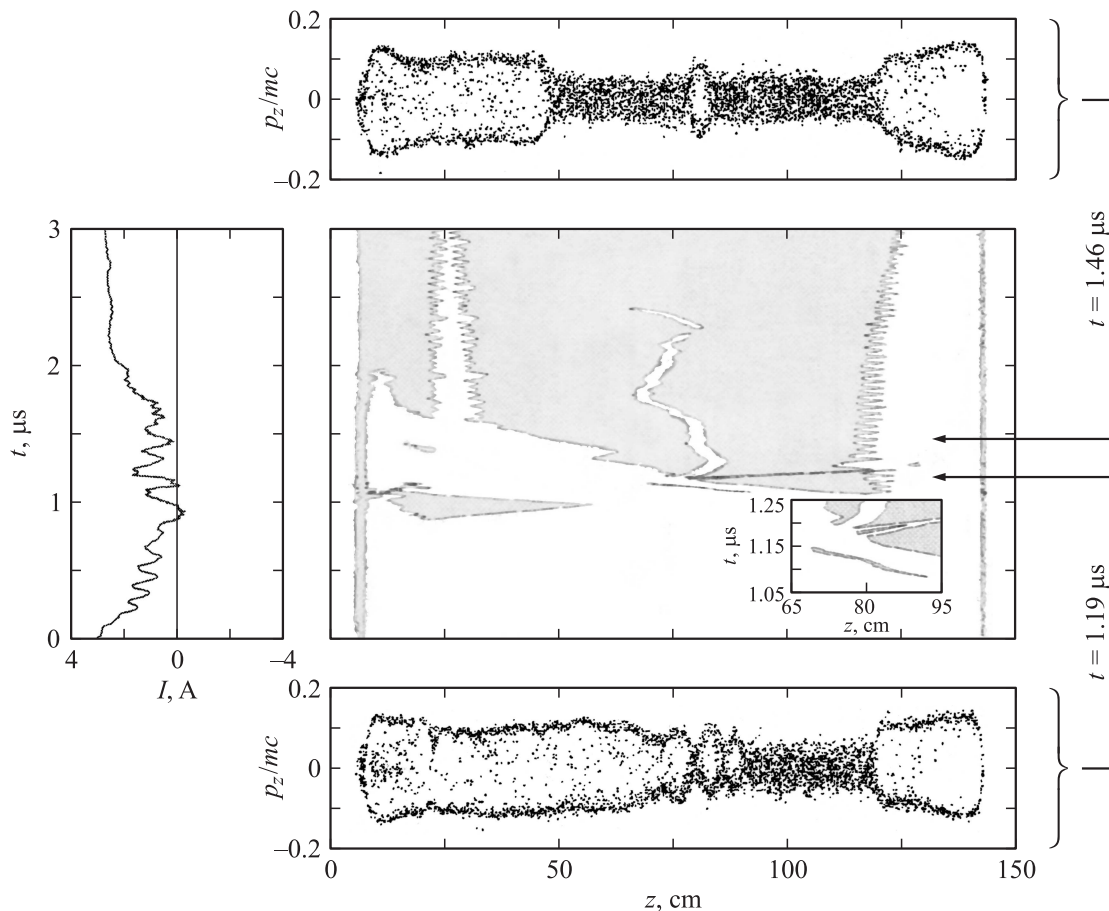


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для значения тока  $I_0 = 3.0$  А.

сжатого состояния. Фазовый портрет, соответствующий моменту времени  $t = 0.85 \mu s$  (для тока  $I_0 = 3.5$  А), когда сжатое состояние составляет по длине около 50 см, показан на рис. 4 внизу.

Далее в пучке возникают новые ВК, они расширяются, двигаются, а иногда исчезают. При этом в целом существует тенденция к расширению суммарной длины участков со сжатым состоянием, что свидетельствует о возникновении нового импульса накопления электронов. Это же показывают и расчетные осциллограммы токов накопления на рис. 2–4.

Множественные участки сжатого состояния пучка перемежаются на фазовых портретах участками с двухпоточковым состоянием. В физике плазмы их называют „фазовыми дырами“, или „фазовыми пузырями“ [26,27], которые по своей физической природе близки к структурам Бернштейна–Грина–Крускала (БГК-структурами) [28].

Наблюдая за динамикой фазовых дыр, авторы обнаружили, что имеются 3 их вида (см. рис. 2–4):

— вибрирующие фазовые дыры, положение которых не меняется, а лишь слегка колеблется вдоль оси ловушки. В процессе эволюции они уменьшаются в размерах, а затем исчезают. Частота осцилляций лежит в мегагер-

цовой части спектра. Такие дыры встречаются наиболее часто и присутствуют на всех рисунках. Обозначим их  $v$ -дырами;

— летящие фазовые дыры, которые могут двигаться вдоль оси ловушки в обоих направлениях. Как правило, они двигаются равномерно, хотя на рис. 4 можно видеть дыру, летящую с ускорением. Такие дыры также встречаются часто и присутствуют на всех рисунках. Обозначим из  $f$ -дырами;

— хаотические дыры. Была обнаружена лишь одна такая дыра на рис. 3 в центре ловушки. По форме она ничем не отличается от других фазовых дыр (см. в центре верхнего фазового портрета рис. 3), но отличается от них странной траекторией. После весьма причудливого движения она исчезла примерно в момент времени  $t = 2.4 \mu s$ . Обозначим такие дыры  $c$ -дырами.

В работе [29] движущиеся фазовые дыры, как БГК-структуры, предложено рассматривать как квазичастицы. Следуя этому представлению, находим, что двигающиеся фазовые дыры могут сталкиваться друг с другом. Так, на рис. 2 видна следующая „реакция“, происходящая в центре ловушки в момент времени  $t = 2.5 \mu s$ :

$$f_{\rightarrow} + f_{\leftarrow} \Rightarrow v, \tag{5}$$

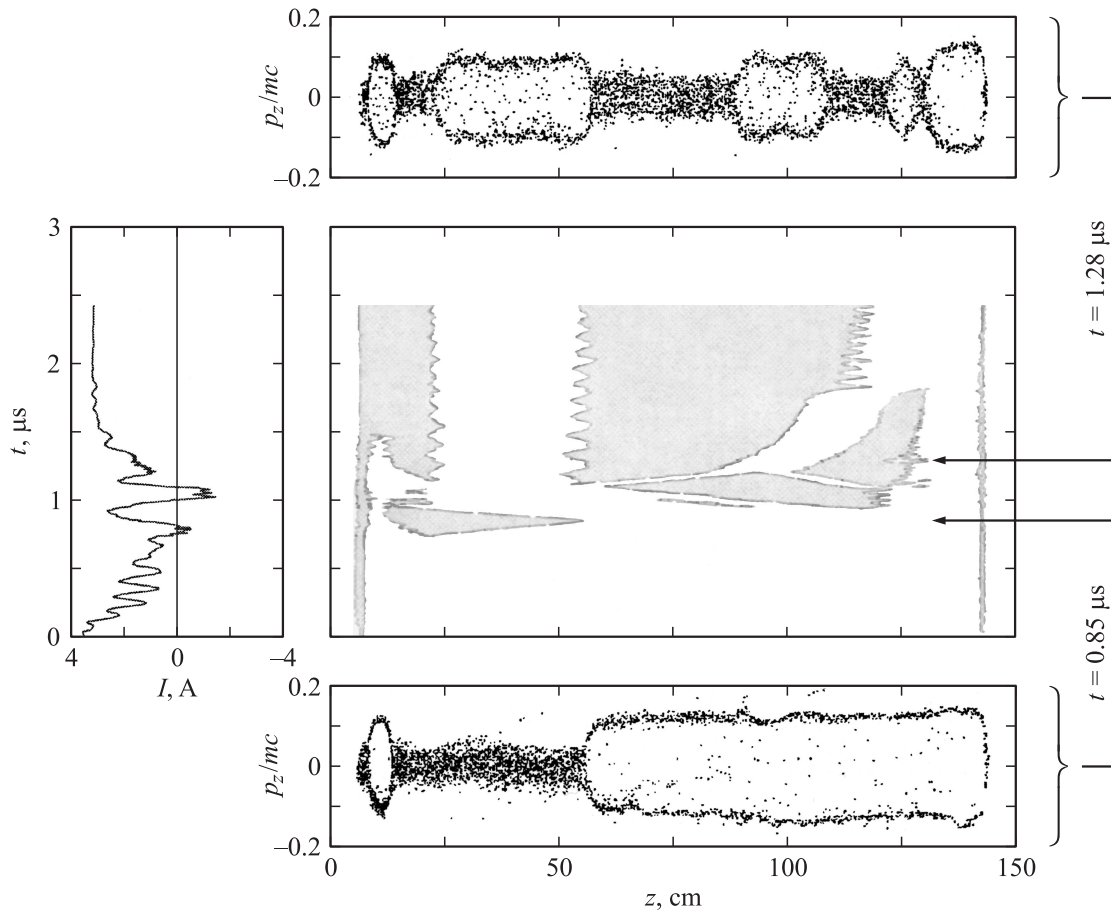


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, для значения тока  $I_0 = 3.5$  А.

где стрелки в индексах показывают направление полета  $f$ -дыр. На рис. 3 можно заметить два столкновения, одно в правой части ловушки примерно в момент времени  $t = 1.2 \mu s$ :

$$f_{\rightarrow} + v \Rightarrow v, \tag{6}$$

а другое — на врезке рис. 3, когда одна  $f$ -дыра догоняет другую  $f$ -дыру и они сливаются:

$$f_{\rightarrow} + f_{\rightarrow} \Rightarrow f_{\rightarrow}. \tag{7}$$

Начало этого процесса приведено на нижнем фазовом портрете рис. 3.

Еще один вид столкновения замечен на рис. 4 — слияние двух летящих навстречу друг другу  $f$ -дыр (на

отметке примерно  $z = 90$  см):

$$f_{\rightarrow} + f_{\leftarrow} \Rightarrow f_{\rightarrow}, \tag{8}$$

а результат слияния — гантелеобразная  $f$ -дыра на верхнем фазовом портрете рис. 4. Диаграммы зарегистрированных столкновений показаны на рис. 5.

Подобное поведение фазовых дыр и процессы их столкновений представляются универсальными. Например,  $v$ -дыры и  $f$ -дыры наблюдались и при моделировании обычной плазмы (рис. 14 и 12 в [27]), различные каналы реакции столкновения встречных  $f$ -дыр, типа (7) и с множественным рождением  $f$ -дыр, показаны на рис. 44 из [27].

Когда заметная часть ловушки заполнится сжатым состоянием, то в функции распределения электронов начнет доминировать плазменная составляющая с максимумом при нулевой энергии. Роль пучковых электронов в функции распределения при этом уменьшится.

### 2.3. Последствия установления сжатого состояния для работы ловушки в качестве источника высокозарядных ионов

Проведенное моделирование динамики накопления электронов в ловушке позволяют прогнозировать по-

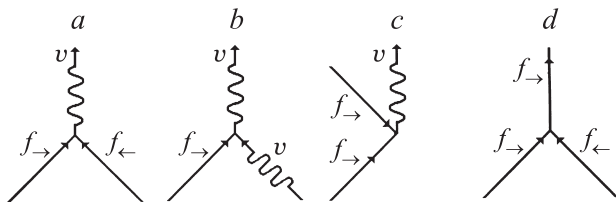


Рис. 5. Зарегистрированные каналы столкновения фазовых дыр, как квазичастиц:  $a$  — реакция (5);  $b$  — реакция (6);  $c$  — реакция (7);  $d$  — реакция (8).

следствия установления сжатого состояния (распределенного ВК) для ее работы в качестве источника высокозарядных ионов. Накопленных электронов в этом режиме действительно существенно больше, нежели в режиме обычного накопления.

Однако функция распределения накопленных электронов по энергии оказывается сильно обедненной высокоэнергичными электронами. Приведем ту цепочку причин, благодаря которым происходит это обеднение.

Напомним, что катод-анодное напряжение задавалось равным  $U_a - U_c = 5 \text{ kV}$ . Когда циркулирующий в ловушке ток будет приближаться к предельному значению  $I_{\text{lim}}$ , энергия электронов уменьшится еще сильнее и станет равной  $E = 1.7 \text{ keV}$  перед моментом формирования ВК. После формирования ВК будет устанавливаться сжатое состояние пучка, в котором большинство электронов будет иметь энергию  $E < 0.5 \text{ keV}$ , и только небольшая доля электронов будет иметь килоэлектрон-вольтную энергию. Этот результат показывает, что если необходимо обеспечить высокую ионизационную способность электронов в ловушке, надо стараться не доводить величину циркулирующего тока в ловушке до  $I_{\text{lim}}$  и не допускать формирования ВК и сжатого состояния. Таким образом, основная стратегия при проектировании ловушек должна заключаться в повышении значения  $I_{\text{lim}}$  соответствующим подбором геометрии электродов с тем, чтобы стало возможным накопить как можно большее количество электронов при оптимальном значении их энергетического разброса, обеспечивающем и эффективное накопление электронов, и эффективную ионизацию многозарядных ионов. Это лишний раз оправдывает выбор коаксиальной геометрии с центральным электродом, в которой, как известно, предельный ток  $I_{\text{lim}}$  является максимально возможным среди иных геометрий. Повышению  $I_{\text{lim}}$  способствует также уменьшение зазора между внутренним и внешним анодными электродами. Однако выбор коаксиальной геометрии автоматически ведет к росту эмиттанса ионного пучка, выводимого из источника. Чтобы избежать этой проблемы, в [8,9] предложена схема с неактивным выводом ионов, когда ионный пучок выводится на некотором азимуте вдоль одной из силовых линий магнитного поля.

## Выводы

В работе было проведено компьютерное 2.5D PIC-моделирование коаксиальной электронной ловушки с внутренним анодным электродом. Было обнаружено, что при достижении циркулирующим током значения предельного вакуумного тока в ловушке формируется ВК, а затем сжатое состояние пучка (распределенный ВК).

Оказалось, что процесс установления сжатого состояния характеризуется сложной нелинейной динамикой, когда участки сжатого состояния чередуются участками двухпоточкового состояния (фазовые дыры). Фазовые дыры по физической природе аналогичны известным

в плазме БГК-структурам. Было обнаружено три вида фазовых дыр, отличающихся друг от друга своей динамикой (вибрирующие, летящие и хаотические дыры). Рассматривая фазовые дыры как квазичастицы, авторы нашли несколько различных каналов их взаимодействия при парных столкновениях.

Были проанализированы перспективы применения коаксиальной ловушки в качестве источника высокозарядных ионов. Несмотря на то что режим со сжатым состоянием пучка дает большее число накопленных электронов по сравнению с обычным двухпоточковым режимом, средняя кинетическая энергия при наличии ВК оказывается существенно сниженной. Предложен метод борьбы с этим снижением, который заключается в увеличении значения предельного вакуумного тока для аксиальной геометрии с внутренним электродом.

Работа выполнена в рамках гранта МНТЦ № 3454.

## Список литературы

- [1] *Donets E.D.* // IEEE Trans. Nuclear Sci. 1976. Vol. 23. N 2. P. 897.
- [2] *Донец Е.Д., Овсянников В.П.* // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 3. С. 916.
- [3] *Donets E.D.* // Rev. Sci. Instrum. 1996. Vol. 67. N 3. P. 873.
- [4] *Donets E.D.* // Rev. Sci. Instrum. 1998. Vol. 69. N 2. P. 614.
- [5] *Donets E.D.* // Rev. Sci. Instrum. 2000. Vol. 71. N 2. P. 810.
- [6] *Donets E.D., Donets E.E., Syresin E.M.* // Rev. Sci. Instrum. 2000. Vol. 71. N 2. P. 887.
- [7] *Kleinod M., Becker R., Bonger H.* et al. // Rev. Sci. Instrum. 1996. Vol. 67. N 3. P. 986.
- [8] *Donets E.D., Donets E.E., Donets D.E.* // Rev. Sci. Instrum. 2002. Vol. 73. N 2. P. 696.
- [9] *Donets E.D., Donets E.E., Becker R.* et al. // Rev. Sci. Instrum. 2004. Vol. 75. N 5. P. 1566.
- [10] *Donets E.D., Donets E.E., Syresin E.M.* et al // Rev. Sci. Instrum. 2004. Vol. 75. N 5. P. 1563.
- [11] *Man'kovsky S.N., Sytnykov D.A., Tarasov I.K.* et al. // Вопросы Атомной науки и техники. Сер. Физика плазмы (12). 2006. № 6. С. 213.
- [12] *Donets E.D., Donets D.E., Donets E.E.* et al. // Rev. Sci. Instrum. 2002. Vol. 73. N 2. P. 679.
- [13] *Donets E.D., Donets D.E., Donets E.E.* et al. // Rev. Sci. Instrum. 2004. Vol. 75. N 5. P. 1543.
- [14] *Donets E.D.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2004. Vol. 2. P. 213.
- [15] *Donets E.D., Donets D.E., Donets E.E.* et al. // Proc. EPAC. Paris, 2002. P. 1700.
- [16] *Донец Е.Д., Донец Е.Е., Сыресин Е.М.* и др. // Физика плазмы. 2009. Т. 35. № 1. P. 61.
- [17] *Ignatov A.M., Tarakanov V.P.* // Phys. Plasmas. 1994. Vol. 1. N 3. P. 741.
- [18] *Дубинов А.Е., Ефимова И.А., Корнилова И.Ю.* и др. // ФЭЧАЯ. 2004. Т. 35. № 2. С. 462.
- [19] *Дубинов А.Е., Селемир В.Д., Тараканов В.П.* // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 4. С. 71.
- [20] *Беломятцев С.Я., Гришков А.А., Кицанов С.А.* и др. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 22. С. 74.
- [21] *Беломятцев С.Я., Гришков А.А., Кицанов С.А.* и др. // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34. Вып. 13. С. 8.

- [22] *Bettega G., Cavaliere F., Cavenago M.* et al. // Phys. Plasmas. 2007. Vol. 14. N 4. P. 042 104-1.
- [23] *Tarakanov V.P.* User's manual for code KARAT. Springfield: Berkley Research Associate Inc. 1992.
- [24] *Сотников Г.В., Яценко Т.Ю.* // ЖТФ. 2002. Т. 42. Вып. 5. С. 22.
- [25] *Федосов А.И., Литвинов Е.А., Беломытцев С.Я., Бугаев С.П.* // Изв. вузов. Физика. 1977. № 10. С. 134.
- [26] *Schamel H.* // Phys. Reports. 1986. Vol. 140. N 3. P. 161.
- [27] *Eliasson B., Shukla P.K.* // Phys. Reports. 2006. Vol. 422. N 6. P. 225.
- [28] *Bernstein I.B., Greene J.M., Kruskal M.D.* // Phys. Rev. 1957. Vol. 108. N 3. P. 546.
- [29] *Ghizzo A., Izbar B., Bertrand P.* et al. // Phys. Lett. A. 1987. Vol. 120. N 4. P. 191.