

Исследование генерации и транспортировки субмиллисекундного электронного пучка, формируемого в диоде с плазменным катодом с сеточной стабилизацией плазменной границы и плазменным анодом с открытой подвижной границей

С. В. Григорьев,¹ В. Т. Астрелин,² И. В. Кандауров,³ Н. Н. Коваль,¹ А. В. Козырев,¹ П. В. Москвин,¹ А. Д. Тересов¹

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Россия, Томск
e-mail: grigoriev@opee.hcei.tsc.ru

² Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН,
630090 Россия, Новосибирск

³ Новосибирский государственный университет,
630090 Россия, Новосибирск

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований по генерации и транспортировке импульсного (100 μ s) низкоэнергетического (10–15 keV) пучка, формируемого в диоде с сеточным плазменным катодом и открытой границей анодной плазмы. Было показано, что электроны, извлеченные через сетку плазменного катода, имеют угловой разброс по скоростям, что приводит к существенным (до 40–50 %) токовым потерям пучка при транспортировке его в пространстве дрейфа в слабых (3,6 mT) магнитных полях или в отсутствие внешнего магнитного поля. Электроны пучка, полученные за счет ионно-электронной эмиссии, оказывают положительное влияние на его транспортировку, уменьшая величину углового разброса первичных электронов.

Введение

Интенсивные электронные пучки с субмиллисекундной длительностью импульса в настоящее время широко используются для различных фундаментальных физических исследований, в том числе связанных с УТС, а также для прикладных задач в области модификации поверхности материалов.

В ИСЭ СО РАН в течение нескольких лет проводятся работы по исследованию и оптимизации условий формирования и транспортировки плотного (≥ 10 J/cm²) импульсного пучка электронов субмиллисекундной длительности, генерируемого в диоде с сеточным плазменным катодом и плазменным анодом с открытой подвижной границей.

Ранее в такой системе был обнаружен эффект усиления эмиссии электронов [1]. Суть явления состоит в том, что при увеличении рабочего давления и при наложении продольного магнитного поля в области транспортировки пучка существенно (в некоторых случаях в 2 и более раз) увеличивается ток в ускоряющем промежутке, превосходя по абсолютной величине ток разряда, генерирующего плазму в электродной системе сетчатого плазменного катода. По результатам многочислен-

ных экспериментов [1–3] можно заключить, что основным механизмом, ответственным за эффект усиления эмиссии в диоде с плазменным катодом, является вторичная ионно-электронная эмиссия с поверхности эмиссионного электрода под действием ионов, образующихся в пространстве дрейфа и ускоренных в слое пространственного заряда между границей пучковой (анодной) плазмы, и эмиссионным электродом до энергии, соответствующей приложенному ускоряющему напряжению.

Была также выявлена взаимосвязь условий генерации и транспортировки пучка. Например, при увеличении значения продольного магнитного поля в пространстве дрейфа пучка за счет ионно-электронной эмиссии увеличивался ток в ускоряющем промежутке.

Для оптимизации работы такой системы были проведены дополнительные эксперименты, а также численные расчеты (совместно с ИЯФ СО РАН).

Расчет ширины ускоряющего слоя объемного заряда

Полученные ранее экспериментальные данные достаточно подробно раскрывают ме-

ханизм усиления тока электронного пучка. В то же время для полноты физической картины явления, а также для оптимизации или проектирования электронных источников с использованием описанного способа генерации необходимо знать ширину ускоряющего зазора в таком диоде и ее изменение в зависимости от параметров диода.

Будем полагать, что ускоряющий слой объемного заряда достаточно тонкий, чтобы можно было считать его бесстолкновительным. Поэтому величина ионного и электронного тока в пределах слоя будут оставаться неизменными по величине. Пусть s – фиксированная доля электронного тока j_e в полном токе j , как это обычно обозначают в теории дугового разряда.

Примем потенциал в плоскости эмиссионной сетки за ноль, а потенциал анодной плазмы, равным ускоряющему напряжению U_a . Тогда можно записать уравнение Пуассона для распределения потенциала φ в слое объемного заряда:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \varphi}{dx^2} &= \frac{I}{\varepsilon_0} \left(\frac{j_e}{V_e} - \frac{j_i}{V_i} \right) = \\ &= \frac{j}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{M}{2e}} \left\{ \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{s}{\sqrt{\varphi}} - \frac{1-s}{\sqrt{U_a - \varphi}} \right\}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь j – плотность тока в ускоряющей промежутке, m и M – масса электрона и иона соответственно, e – элементарный заряд, ε_0 – электрическая постоянная. Это уравнение можно один раз проинтегрировать, используя граничное условие на анодной плазменной границе ($d\varphi/dx$)($\varphi = U_a$) = 0, получим распределение поля:

$$\begin{aligned} E^2(\varphi) &= \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 = \\ &= \frac{4j}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{M}{2e}} \left\{ (1-s) \sqrt{U_a - \varphi} - s \sqrt{\frac{m}{M}} (\sqrt{U_a} - \sqrt{\varphi}) \right\}. \end{aligned} \quad (2)$$

Отсюда получим в явном виде усредненную по поверхности напряженность поля в плоскости эмиссионной сетки:

$$\begin{aligned} E^2(\varphi = 0) &= \\ &= \frac{4j}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{M}{2e}} \left\{ (1-s) \sqrt{U_a} - s \sqrt{\frac{m}{M}} U_a \right\} = \end{aligned}$$

$$= \frac{4j_i}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{M}{2e}} U_a \left\{ 1 - \frac{s}{1-s} \sqrt{\frac{m}{M}} \right\}. \quad (3)$$

Теперь видно, что пока $\sqrt{M/m} \gg s$, пространственным зарядом электронов в слое можно пренебречь, его влияние на поле мало. Если бы вместо сетки была граница плазмы с неограниченной эмиссионной способностью, то напряженность поля на ней обратится в нуль. В этом случае ток эмиссии будет ограничен собственным объемным зарядом, а через слой будет протекать ток с точным соотношением между электронной и ионной компонентой: $(j_e / j_i) = s / (1-s) = \sqrt{M/m}$. Такой слой, в котором напряженность поля на обеих границах равна нулю, называется двойным электрическим слоем, так как в нем суммарная величина положительного и отрицательного объемного заряда одинаковая.

В ситуации с сеткой ее плоскость имеет ограниченную эмиссионную способность. Обозначим символом Γ отношение электронного тока к ионному току, имеющему место в диоде. Тогда получим из (3) выражение для напряженности поля:

$$\begin{aligned} E^2(\varphi) &= \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 = \\ &= \frac{4j_i}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{M}{2e}} U_a \left\{ \sqrt{1 - \frac{\varphi}{U_a}} - \Gamma \sqrt{\frac{m}{M}} \left(1 - \sqrt{\frac{\varphi}{U_a}} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

Можно из (4) интегрированием по потенциалу от 0 до U_a найти ширину слоя объемного заряда L_a :

$$\begin{aligned} L_a &= J \left(\Gamma \sqrt{\frac{m}{M}} \right) \sqrt{(1+\Gamma) \frac{\varepsilon_0}{4} \sqrt{\frac{2e}{M}} \frac{U_a^{3/2}}{j}} \\ (y) &= \int_0^l \frac{dz}{\sqrt{\sqrt{1-z} - y(1-\sqrt{z})}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Функция $J(y)$ меняется в сравнительно небольших пределах $J(0) = 1,33 < J < 1,82 = J(1)$, и для примерных оценок можно положить $J \approx 1,5$.

Для представленных условий эксперимента имеем: диаметр эмиссионного отверстия $D_c = 40$ мм, площадь эмиссионного отверстия,

затянутого сеткой, $S_c \approx 12,6 \text{ cm}^2$. Общий ток в ускоряющем промежутке $I = I_e + I_i = 60 \text{ A}$ состоит из электронной $I_e = 50 \text{ A}$ и ионной $I_i = 10 \text{ A}$ компоненты, т. е. $\Gamma = 5$. Для аргона $\sqrt{m/M} = 3,7 \times 10^{-3}$, поэтому $J \approx 1,33$. Ускоряющее напряжение $U_a = 15 \text{ kV}$, плотность тока в ускоряющем промежутке $j \approx 4,8 \text{ A/cm}^2$.

Для этих параметров оценка ширины слоя объемного заряда по формуле (5) дает величину $L_a \approx 1,4 \text{ mm}$. Очевидно, что для предотвращения пробоя ускоряющего зазора размер ячейки сетки должен быть меньше указанной величины, что в действительности имеет место: размер отверстий сетки в этих экспериментах равнялся $0,3 \times 0,3 \text{ mm}^2$. Если среднюю плотность тока увеличить на порядок, то можно ожидать пробоя ускоряющего промежутка, т. е. переключения катодной (эмиссионной) и анодной плазмы.

Эксперимент

С целью определения влияния режимов генерации электронного пучка на его транспортировку и оптимизации этих процессов были проведены калориметрические измерения с применением электронного источника СОЛО [1].

Для исследований использовался секционированный коллектор, состоящий из тон-

ких цилиндров шириной $2,5 \text{ cm}$, диаметром 78 mm , закрывающих всю боковую поверхность трубы дрейфа, интегральное энерговыделение на которых измерялось с помощью терморезисторов (рис. 1).

Результаты измерения распределения потерь энергии пучка с параметрами ($U_{ac} = 15 \text{ kV}$ (ускоряющее напряжение) $I_d = 100 \text{ A}$ (ток в газоразрядной ячейке плазменного катода)) по длине трубы дрейфа для рабочих давлений $1,5 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ и $3 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ представлены на рис. 2 (а, б).

Видно, что при транспортировке пучка в слабых магнитных полях потери могут быть существенны. Например, для поля $3,6 \text{ mT}$ суммированные по всем датчикам (интегральные) потери составили 41 J , величину, сравнимую с энергией, измеряемой на коллекторе. При увеличении магнитного поля потери уменьшаются, и для поля 30 mT составляют уже $5\text{--}8 \text{ J}$, что составляет $4\text{--}5 \%$ от энергии, регистрируемой на коллекторе. Характер распределения потерь также сильно меняется с увеличением магнитного поля. На рис. 3 показано распределение величины магнитного поля по длине трубы дрейфа для значений поля в катушках $3,6 \text{ mT}$ и 30 mT .

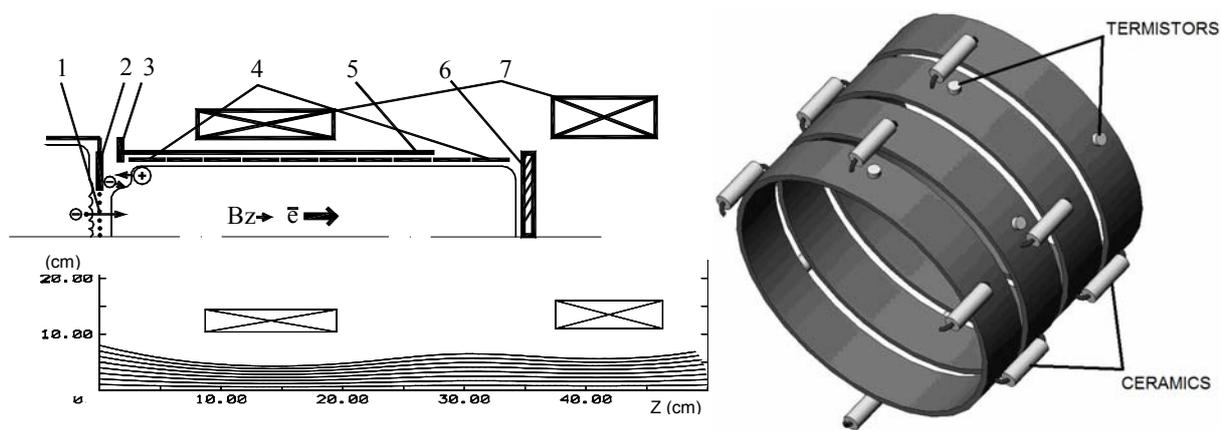


Рис. 1. Распределение силовых линий магнитного поля в пространстве дрейфа (слева) и внешний вид секционированного калориметра

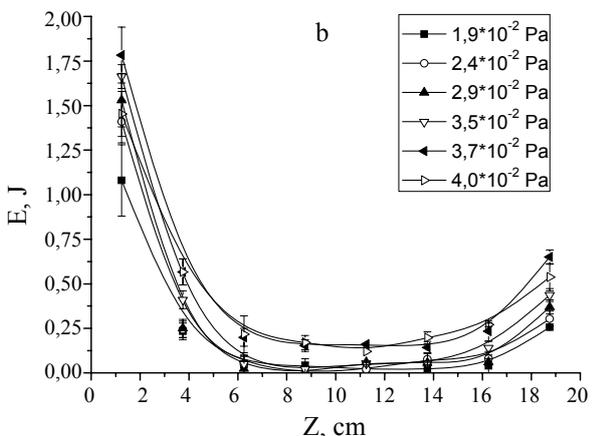
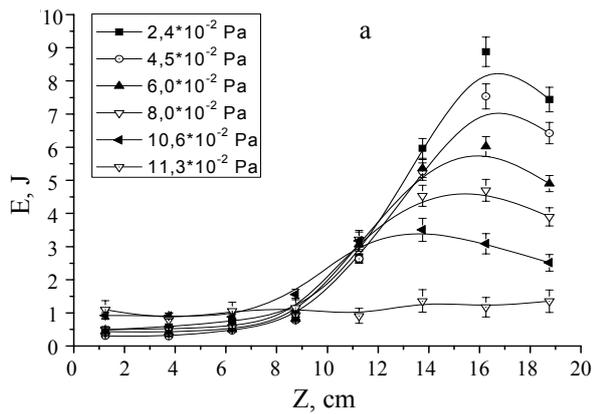


Рис. 2. Распределение потерь энергии по длине трубы дрейфа при разных давлениях. $U_{ac} = 15$ kV, $I_d = 100$ A, а – 3,6 mT, б – 30 mT.

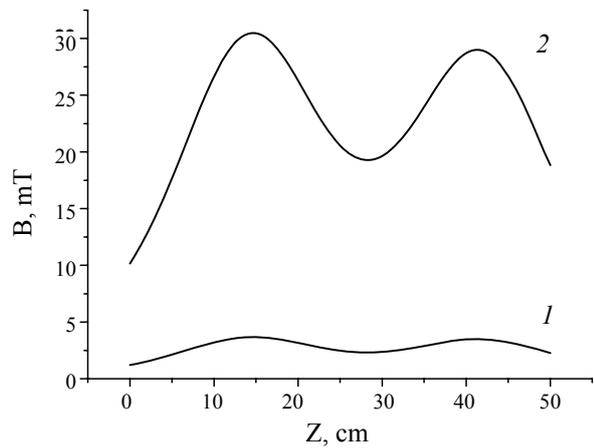


Рис. 3. Распределение величины магнитного поля по длине трубы дрейфа 3,6 mT (1) и 30 mT (2)

В сильных полях потери энергии электронного пучка на трубу дрейфа распределяются таким образом, что максимальные их значения приходятся на минимальные значения внешнего аксиального магнитного поля.

Потери в слабом магнитном поле и низком давлении (рис. 2а, 4а) имеют выраженный максимум, находящийся на расстоянии около 17 см от начала трубы дрейфа.

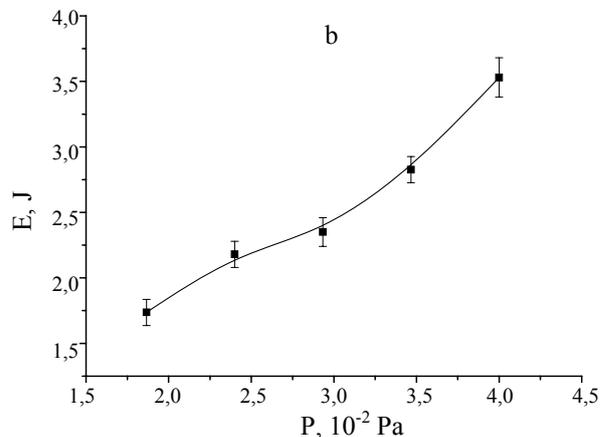
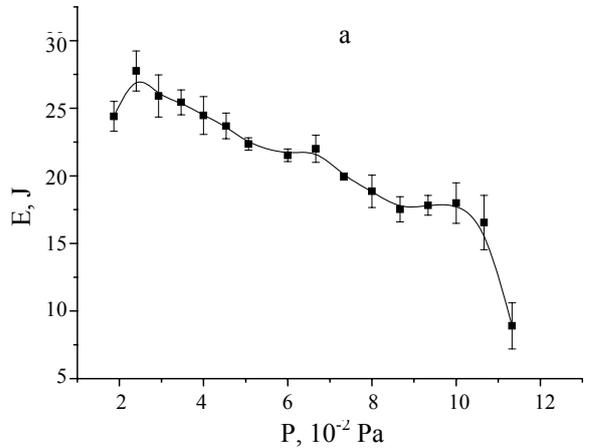


Рис. 4. Интегральные потери энергии на трубу дрейфа в зависимости от давления $I_d = 100$ A, $\tau = 100$ μ s. а – $B_z = 3,6$ mT, б – $B_z = 30$ mT

При увеличении давления в слабом магнитном поле происходит плавное уменьшение потерь на трубу дрейфа, причем с одновременным уменьшением амплитуды максимума потерь, происходит и его смещение к началу трубы дрейфа. Такое уменьшение потерь происходит на фоне существенного (кратного) увеличения тока в ускоряющем промежутке и энергии пучка, приходящейся на коллектор.

В полях 20 – 30 mT, наоборот, с увеличением давления потери незначительно растут (рис. 2б). Например, для 30 mT при переходе от давления $1,5 \times 10^{-2}$ Pa к давлению 3×10^{-2} Pa потери увеличиваются с 5 до 8 J (рис. 4б). Рост потерь в этих условиях, по-видимому, связан со значительным ростом тока пучка (потери на

трубу дрейфа увеличиваются приблизительно пропорционально).

Дополнительно был проведен эксперимент по измерению энергопотерь пучка в низком рабочем давлении $p = 1,4 \times 10^{-2}$ Па (ионно-электронная эмиссия незначительна) для различных значений тока разряда в ячейке плазменного катода (рис. 5).

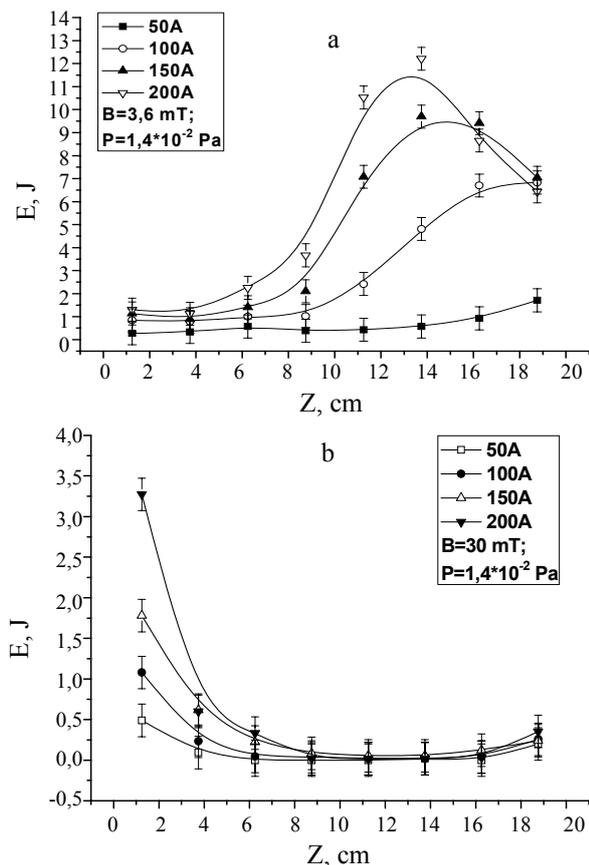


Рис. 5. Распределение потерь энергии пучка по длине трубы дрейфа: $\tau = 100$ μ s. а – $B_z = 3,6$ mT, б – $B_z = 30$ mT

В сильном магнитном поле (рис. 5b) характер распределения потерь напоминает зависимость (см. рис. 2b), когда увеличение тока пучка достигалось за счет рабочего давления (ионно-электронная эмиссия). Для $B_z = 3,6$ mT (рис. 5a) ситуация обратная, по сравнению с рис. 2a. С увеличением тока разряда существенно растут потери, сохраняется их выраженный максимум. В то же время с увеличением тока положение этого максимума, как и в ситуации с увеличением тока пучка, за счет ионно-электронной эмиссии смещается в сторону начала трубы дрейфа.

В дальнейшем данный эксперимент был повторен с дополнительной диафрагмой, экранирующей ионы в ускоряющем промежутке. Все распределения потерь совпали с хорошей точностью. Также проведен эксперимент при полном отсутствии внешнего магнитного поля при прочих аналогичных параметрах. Распределение потерь для этого случая было близко к данным, показанным на рис. 2a.

Влияние полей сетки на характеристики пучка в диоде с сеточной стабилизацией эмитирующей плазменной поверхности (численные расчеты)

В экспериментах, на установке СОЛО, катодная плазма ограничивается мелкомасштабной сеткой с размером ячейки 0,3–0,5 mm, что значительно меньше расстояния до металлического анода. Фактическим же анодом диода служит граница аргоновой плазмы, которая устанавливается от катода на расстоянии, зависящем от плотности эмиссионного катодного тока. Цель исследования состояла в том, чтобы понять механизмы формирования электронно-оптических характеристик пучка в этой системе.

Распределение потерь по длине при давлении аргона $p \sim 3 \cdot 10^{-2}$ Па для разных магнитных полей приведено на рис. 6. Для численного моделирования использовались два режима с энергией пучка $U \sim 15$ keV, остальные параметры приведены в табл. 1.

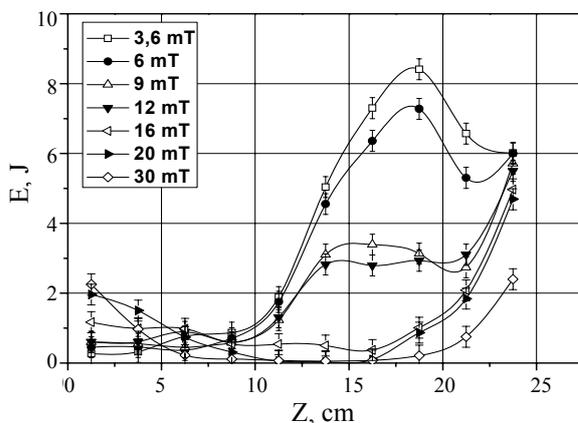


Рис. 6. Распределение боковых потерь энергии пучка по длине трубы дрейфа при разных магнитных полях

Таблица 1

Параметры для численного моделирования распределения потерь пучка на стенках трубы дрейфа

Режим №	1	2
B_z , мТ	30	3,6
I_{e_0} , А	56,5	54,5
$I_{e,sec}$, А	62,3	8,4
I_i , А	41,6	5,6

Здесь I_e – электронный ток, эмитированный из катодной плазмы, $I_{e,sec}$ – ток вторичных электронов с катода, I_i ионный ток с плазменной анодной поверхности на катод.

В магнитном поле 30 мТ потери на боковые стенки трубы дрейфа в расчете отсутствуют, а в эксперименте (рис. 6) наблюдаются незначительные потери в начале и в конце трубы дрейфа. Для магнитного поля 3,6 мТ, где в эксперименте наблюдаются значительные потери, связанные с попаданием основной части пучка на стенки, расчет показал в 10 раз меньшие потери, отличающиеся также местом энергосвечения (рис. 7).

Поскольку в расчете на рис. 7 эмитирующая поверхность катода принималась плоской, был сделан вывод, что необходимо учесть влияние катодной сетки на угловой разброс в пучке. Для оценки влияния сетки было проведено моделирование только диодного зазора. Трехмерная структура сетки моделировалась как осесимметричная (рис. 9а).

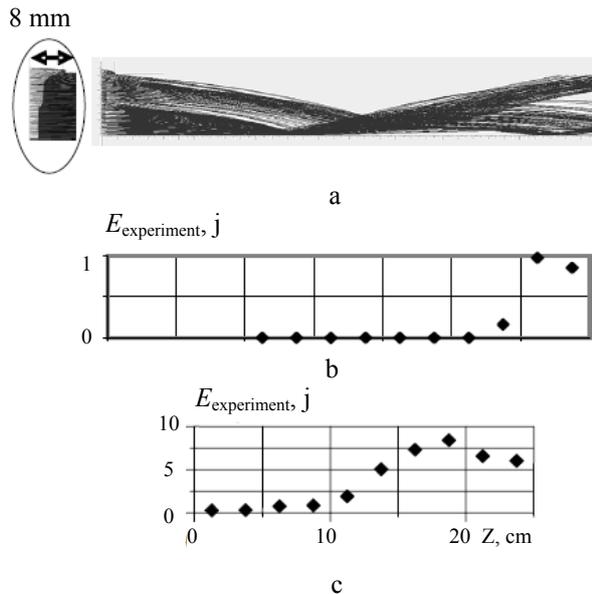


Рис. 7. Сравнение расчета и эксперимента для режима № 2: а) траектории электронов; б) потери в модели; в) потери в эксперименте

Результат моделирования (рис. 8) показал, что электроны в полях сетки набирают поперечные энергии до 250 эВ. В реальности эти энергии должны быть еще больше из-за трехмерности сетки и влияния азимутальной компоненты магнитного поля. Проведение контрольного расчета с эмиссией электронов с начальными поперечными скоростями такой величины показало появление таких же потерь на стенки, как и в эксперименте. Влияние полей сетки можно уменьшить, увеличив эмиссионную плотность тока электронов, приближая ее к биполярному значению. Тогда поверхность катодной плазмы приблизится к плоскости сетки, что уменьшит неоднородность электрических полей на катоде.

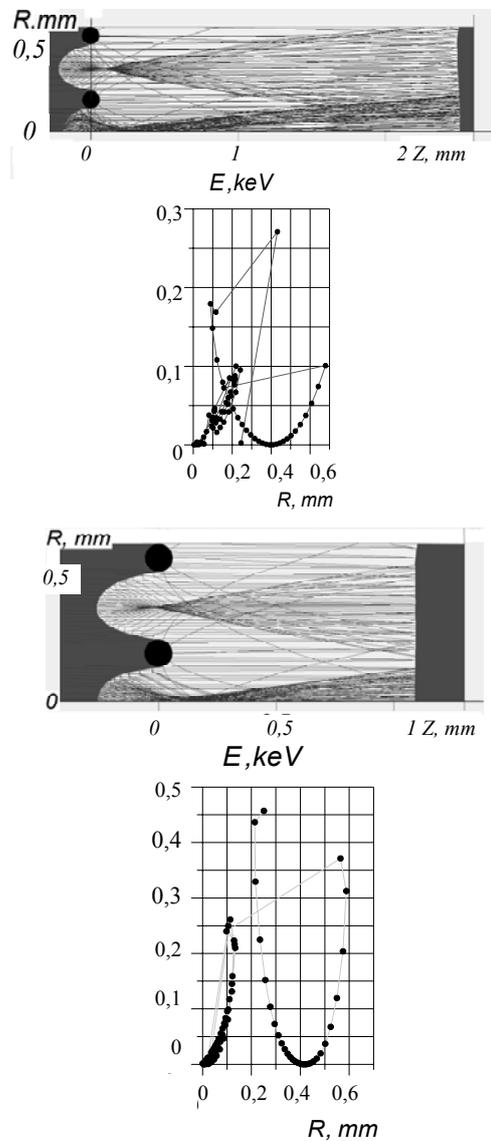


Рис. 8. Траектории и распределение поперечных энергий электронов в различных магнитных полях: а – $B_z = 3,6$ мТ, б – $B_z = 30$ мТ

В системе присутствует еще один фактор, требующий дополнительного исследования – взаимодействие пучка с анодной плазмой. По оценкам, оно может дать сопоставимый вклад в угловой разброс электронов пучка за счет рассеяния на турбулентных полях.

Представленные результаты качественно согласуются с проведенными численными расчетами (рис. 9).

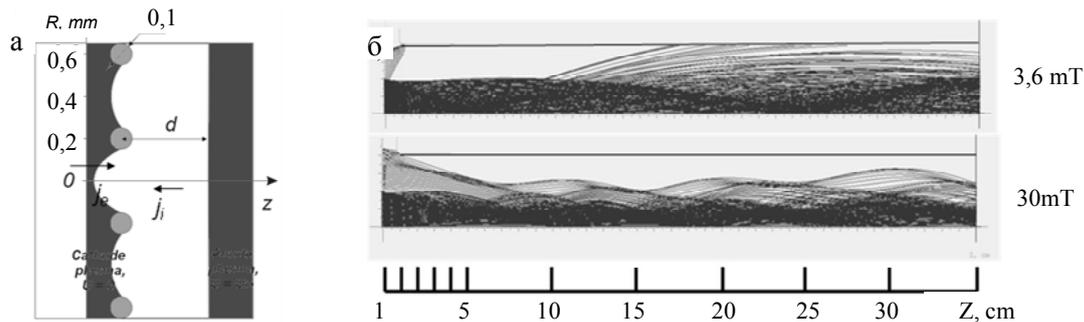


Рис. 9. Результаты численных расчетов траекторий электронов пучка: а – границы катодной и анодной плазмы, б – траектории электронов (угловой разброс 0,5 keV)

Заключение

Данные, полученные в результате экспериментов, позволили сделать вывод о том, что ответственными за токовые потери пучка при транспортировке его в пространстве дрейфа в слабых магнитных полях (3,6 мТ) или в отсутствие внешнего магнитного поля, являются первичные электроны, извлеченные через сетку плазменного катода.

Наличие характерного максимума потерь, а также его поведение при изменении параметров пучка (ток пучка, ускоряющее напряжение) говорит том, что часть электронов, извлеченных из катодной плазмы, имеют значительный угловой разброс по скоростям на входе в трубу дрейфа.

Электроны пучка, полученные за счет ионно-электронной эмиссии, оказывают положительное влияние на транспортировку пучка, уменьшая величину углового разброса первичных электронов.

Сравнение потерь в трубе дрейфа в расчете и эксперименте показывает, что основной причиной поперечных потерь может быть рассеяние электронов по углам на неоднородных полях катодной сетки, ограничивающей катодную плазму (рис. 10).

Моделирование прикатодной зоны подтверждает, что в двухмерном приближении поперечные энергии рассеянных по углу электронов пучка могут достигать 250–300 eV.

Моделирование формирования пучка с заданной начальной энергией и начальным угловым разбросом показывает, что поперечные потери при транспортировке близки к наблюдаемым в эксперименте при начальной энергии пучка порядка 1 keV.

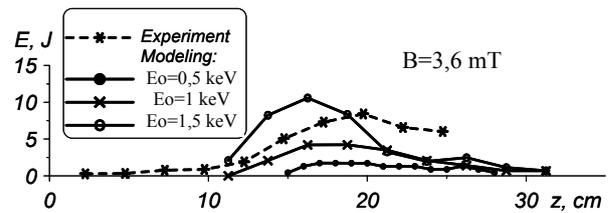


Рис. 10. Расчет распределения потерь энергии пучка по длине трубы дрейфа для значений магнитного поля 3,6 мТ с учетом поперечных скоростей электронов: $I_d = 100$ А, $\tau = 100$ мс, $U_{ac} = 15$ кВ, $P = 3 \times 10^{-2}$ Па

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 12-08-00251-а, гранта программы Президиума РАН №12 и интеграционного проекта СО РАН № 104.

Литература

1. Koval N. N., Grigoryev S. V., Devyatkov V. N., Teresov A. D., Schanin P. M. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2009. Vol. 37. № 10. P. 1890–1896.
2. Григорьев С. В., Девятков В. Н., Коваль Н. Н., Тересов А. Д. // Письма ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 4. С. 23–31.
3. Teresov A. D., Astrelin V. T., Devjatkov V. N., Gavrilov N. V., Grigoriev S. V., Kandaurov I. V., Koval N. N. Investigation of characteristics of sub-millisecond electron source with the plasma cathode and the opened boundary of anode plasma // Proc. 16th Symp. on High Current Electronics. Tomsk: Publishing House of the IAO SB RAS, 2010. P. 92–95.