

## Анизотропия плазмы при извлечении из нее заряженных частиц

© В.Я. Мартенс

Северо-Кавказский федеральный университет,  
355009 Ставрополь, Россия  
e-mail: vmartens@yandex.ru

Поступило в Редакцию 5 августа 2019 г.  
В окончательной редакции 5 августа 2019 г.  
Принято к публикации 3 октября 2019 г.

Экспериментально исследовано анизотропное возмущение плазмы отражательного разряда с полым катодом при извлечении из нее электронов через осевой канал в катод-отражателе. Наблюдалось расширение энергетического спектра извлекаемых электронов в направлении извлечения по мере повышения внешнего ускоряющего электрического поля. Расширение энергетического спектра связывается с направленным движением плазменных электронов в сторону эмитирующей поверхности плазмы. Предполагаемыми причинами направленного движения электронов являются осевые градиенты концентрации и электрического потенциала.

**Ключевые слова:** анизотропия плазмы, расширение энергетического спектра извлекаемых электронов, направленное движение электронов.

DOI: 10.21883/JTF.2020.03.48920.296-19

### Введение

Интенсивное развитие плазменной эмиссионной электроники [1–4] стимулирует изучение физических процессов, сопровождающих извлечение электронов и ионов из плазмы. Протекание электрического тока в цепи коллектора, собирающего извлеченные электроны или ионы, в соответствии с условием непрерывности тока на всех участках электрической цепи предполагает направленное движение (дрейф) соответствующих заряженных частиц в плазме в сторону ее эмитирующей поверхности. Основными причинами направленного движения заряженных частиц в плазме являются увеличение (для электронов) или уменьшение (для положительных ионов) электрического потенциала в сторону эмитирующей поверхности плазмы, а также уменьшение концентрации заряженных частиц в том же направлении. Это направленное движение накладывается на хаотическое движение заряженных частиц в плазме. Таким образом, извлечение электронов или ионов вызывает возмущение плазмы, которое проявляется в анизотропии распределения электрического потенциала и концентрации плазмы, а также в анизотропии функции распределения заряженных частиц по скоростям с расширением функции в направлении извлечения.

Анизотропия плазмы возникает не только при извлечении из нее заряженных частиц. Большую роль играет способ создания плазмы. Плазма может быть изотропной только в случаях отсутствия в ней тока. Примерами могут служить [5]: среды, ионизованные высокой температурой или излучением (пламя, ионосфера, звездная атмосфера), остаточная плазма газового разряда после выключения электрического поля. В плазменных эмиттерах заряженных частиц плазма чаще всего

создается газовыми разрядами различного типа. Плазма газового разряда не является изотропной средой из-за существования в ней направленных потоков заряженных частиц. Однако для простоты функции распределения заряженных частиц по скоростям в эмитирующей плазме принимаются изотропными. Анизотропией, связанной с протеканием разрядного тока и тока извлекаемых электронов или ионов, пренебрегают, обосновывая это тем, что средняя скорость хаотического движения заряженных частиц существенно больше скорости их направленного движения [1–4,6]. Указанное допущение вполне приемлемо для электрического тока в металлических проводниках. При самых больших плотностях тока и при комнатной температуре средняя скорость хаотического движения электронов в металле на восемь порядков превышает среднюю скорость их направленного движения [7]. Однако в газовых разрядах низкого давления, которые обычно используются в эмиттерах заряженных частиц, такое приближение может оказаться весьма грубым [8–10]. Так, например, средняя скорость направленного движения ионов вдоль оси положительного столба разряда, как показывают оценки, может превышать среднюю скорость хаотического движения.

Анизотропия функции распределения электронов по скоростям в плазме газового разряда находит экспериментальное подтверждение. В работах [11–13] при измерении параметров плазмы в положительном столбе были обнаружены типичные проявления направленного движения электронов: плотность электронного тока насыщения на плоский зонд, обращенный к катоду, существенно превышает аналогичный параметр того же зонда, обращенного к аноду. Кроме того, от ориентации плоского зонда зависит наклон его вольт-амперных характеристик. Как показано в [12], наличие направ-

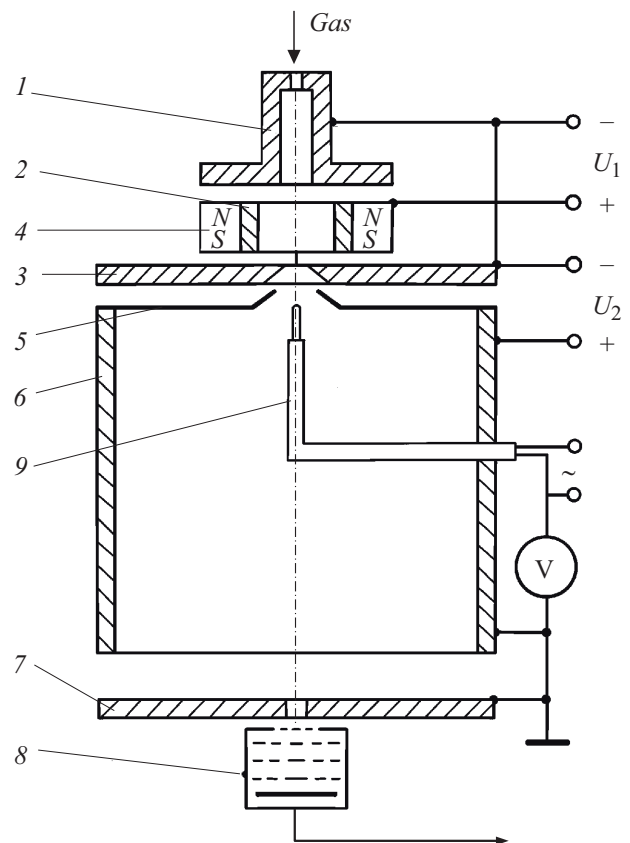
ленного движения электронов практически не сказывается на линейности полулогарифмических зондовых характеристик. При этом, однако, наклон характеристик изменяется по сравнению с максвелловским распределением в сторону увеличения температуры электронов в зонде, обращенном к катоду, и в сторону уменьшения температуры электронов в зонде, обращенном к аноду. Авторами работ [14–16] был разработан зондовый метод определения анизотропных функций распределения электронов и ионов по скоростям в газоразрядной плазме. Поскольку токи эмиссии заряженных частиц из плазмы соизмеримы по величине с разрядными токами, то, по-видимому, соизмеримы и возмущения плазмы, вызванные этими токами.

Указанные возмущения плазмы, связанные с направленным движением в ней заряженных частиц, назовем условно анизотропными. Однако извлечение заряженных частиц из газоразрядной плазмы может сопровождаться еще целым рядом процессов, не связанных напрямую с направленным движением заряженных частиц в плазме. В работах [17–21] теоретически и экспериментально показано, что в разрядах с отрицательным анодным падением потенциала отбор электронов из плазмы может приводить к повышению потенциала во всем объеме плазмы и к перераспределению электронного тока между анодом разрядной камеры и коллектором эмитированных электронов. Для объяснения этих явлений предполагалось максвелловское распределение плазменных электронов по скоростям, и использовалась „усредненная“ система уравнений, предполагающая однородность эмитирующей плазмы. В связи с этим указанную категорию возмущений плазмы можно условно назвать изотропными возмущениями. Степень изотропных и анизотропных возмущений зависит от способа создания плазмы, от условий извлечения и сорта извлекаемых частиц (электроны или ионы).

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование анизотропного возмущения плазмы отражательного разряда с полым катодом (ОРПК) при извлечении из нее электронов через осевой канал в катод-отражателе. Основное внимание уделено влиянию внешнего ускоряющего поля на функцию распределения плазменных электронов по скоростям в направлении их извлечения.

## Техника и методика эксперимента

Схема экспериментального макета представлена на рис. 1. Плазма генерируется в разрядной камере, образованной полым катодом 1 с диаметром полости 4 мм, цилиндрическим анодом 2 с внутренним диаметром 10 мм и катод-отражателем 3 с осевым каналом диаметром 2,8 мм и протяженностью ~ 0,2 мм. Магнитное поле ~ 80 мТ в разрядной камере создается постоянным кольцевым магнитом 4. Извлечение электронов из ОРПК осуществляется элек-



**Рис. 1.** Схема экспериментального макета: 1 — полый катод, 2 — анод, 3 — катод-отражатель, 4 — кольцевой магнит, 5 — ускоряющий электрод, 6 — полый цилиндр, 7 — плоский электрод, 8 — зонд-анализатор, 9 — термомонитор.

трическим полем при подаче ускоряющего напряжения  $U_2$  между катодом-отражателем 3 и ускоряющим электродом 5. Длина ускоряющего промежутка 3 мм, диаметр отверстия в ускоряющем электроде 5 мм. Ускоряющий электрод крепится на заземленном полом цилиндре 6 диаметром 110 мм. На расстоянии 130 мм от катода-отражателя и 20 мм от торца цилиндра 6 устанавливался плоский электрод 7 с осевым отверстием диаметром 5 мм. С внешней стороны к нему крепился пятиэлектродный зонд-анализатор 8, который использовался для измерения энергетического спектра электронов, извлекаемых из ОРПК при различных ускоряющих напряжениях. С учетом расходимости потока электронов, извлекаемых из ОРПК, такое расположение зонда-анализатора позволяет снизить его тепловую нагрузку. Вместе с тем, как показывают оценки [22,23], удаление зонда-анализатора на указанное расстояние от ускоряющего электрода не может внести существенных искажений в исследуемые энергетические спектры, поскольку потери электронного пучка вследствие упругих и неупругих столкновений электронов с нейтральными частицами пренебрежимо малы. Кроме того, оценки и экспериментальные результаты [23] показывают, что

взаимодействия пучка с плазмой в пространстве дрейфа в рассматриваемых экспериментальных условиях нет.

Предельный вакуум в рабочей камере вакуумной установки составляет  $9.3 \cdot 10^{-3}$  Па. Рабочий газ — гелий — подается в полый катод и откачивается через кольцевые щели между катодом-отражателем 3 и ускоряющим электродом 5 и между цилиндром 6 и плоским электродом 7. При потоке гелия  $Q = 5-7 \text{ м}^3 \cdot \text{мПа/с}$  парциальное давление гелия в разрядной камере составляет 0.6–0.7 Па, а в пространстве дрейфа —  $2.4 \cdot 10^{-2}$  Па. Электрическое питание разрядной камеры осуществляется от управляемого стабилизатора тока. Ускоряющее напряжение  $U_2$  с нестабильностью  $< \pm 1\%$  задается от отдельного источника напряжения, включенного между катодами разрядной камеры и ускоряющим электродом. Разрядный (катодный) ток  $I_d$  в большинстве экспериментов составлял 0.8 А.

Первый электрод зонда-анализатора представляет собой медный диск толщиной 1 мм с осевым отверстием диаметром 1.5 мм, затянутым молибденовой сеткой с шагом 0.15 мм. Второй, третий и четвертый электроды зонда выполнялись из такой же сетки, расстояние между электродами составляло 2 мм. Электроды зонда размещались в цилиндрическом водоохлаждаемом корпусе диаметром 30 мм. В дне корпуса имелись отверстия для дополнительной откачки. На электроды зонда-анализатора подавались постоянные напряжения с нестабильностью не более  $\pm 0.5\%$ . Уход электронов на боковые стенки зонда незначителен, так как энергия, приобретаемая электронами в промежутке сетка 1–сетка 2 ( $U_{g1-g2} = 200 \text{ В}$ ), существенно больше средней энергии плазменных электронов. В этом случае ток на коллектор зонда можно записать как

$$I_{\text{col}} = en_e S_o \int_{(2eU/m_e)^{1/2}}^{\infty} f(v_z) v_z dv_z, \quad (1)$$

где  $e$  и  $m_e$  — заряд и масса электрона,  $n_e$  — концентрация электронов в плазме,  $S_o$  — площадь отверстия в первом электроде зонда,  $f(v_z)$  — функция распределения электронов по продольным скоростям  $v_z$ ,  $U$  — задерживающий потенциал.

Выражение для функции распределения электронов по продольным скоростям  $f(v_z)$  можно получить из (1) в виде

$$f(v_z) = -\frac{m_e}{e^2 n_e S_o} \frac{dI_{\text{col}}}{dU}. \quad (2)$$

При анализе кривых задержки электронов, извлекаемых из ОРПК, функция распределения электронов по продольным скоростям определялась методом численного дифференцирования тока на коллектор зонда по задерживающему потенциалу.

Известно [24], что потенциал плазмы в отверстии катода-отражателя составляет 300–350 В (потенциал отсчитывался относительно катодов разрядной камеры). Протяженность катодной ионной оболочки в отверстии

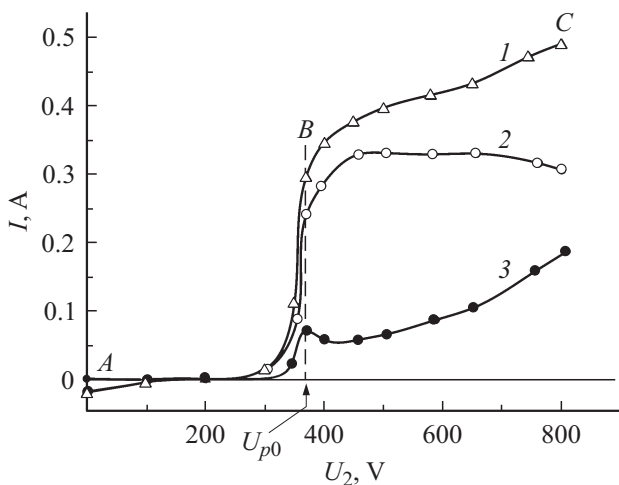
катода-отражателя определялась с помощью соотношения, представленного в [25], и в условиях эксперимента не превышала 0.5 мм. Поэтому в отсутствие ускоряющего поля плазма должна свободно проникать в ускоряющий промежуток и пространство дрейфа пучка, а при подаче ускоряющего напряжения, превышающего потенциал плазмы в отверстии катода-отражателя, отбор электронов из плазмы должен происходить с открытой плазменной поверхности. Для экспериментального подтверждения указанных процессов, а также для определения реальной ускоряющей разности потенциалов между плазмой и ускоряющим электродом проводилось измерение осевого распределения потенциала пространства в ускоряющем промежутке и пространстве дрейфа с помощью „плавающего“ термозонда 9 (рис. 1). Он позволяет с достаточно высокой точностью измерять потенциал пространства при наличии магнитного поля и потоков заряженных частиц. Термозонд вводился в исследуемую область через щели в боковой поверхности полого цилиндра 6 или в плоском электроде 7 и мог перемещаться в осевом и радиальном направлениях. Термозонд представлял собой полувиток диаметром 1 мм вольфрамовой проволоки диаметром 0.1 мм. Накал зонда осуществлялся переменным током напряжением до 4 В. Потенциал „плавающего“ термозонда измерялся цифровым вольтметром В7-27 с внутренним сопротивлением 10 МΩ. Необходимым условием при измерении потенциала плазмы „плавающим“ термозондом является  $I_t \geq I_p$ , где  $I_t$  — величина тока термоэмиссии с зонда,  $I_p$  — величина тока электронов, поступающих из плазмы на зонд. Для определения мощности накала, необходимой для выполнения этого условия, снималась зависимость потенциала зонда от мощности накала в области с наибольшей величиной  $I_p$ . При мощности накала, соответствующей началу насыщения этой зависимости, выполняется указанное выше условие.

Выбор именно такой разрядной системы для исследования анизотропии плазмы при извлечении из нее электронов обусловлен следующими двумя обстоятельствами. Во-первых, направленное движение электронов, замыкающих анодный ток ОРПК, и электронов, составляющих ток эмиссии, происходит во взаимно перпендикулярных направлениях. Поэтому можно выделить анизотропию, вызванную именно извлечением электронов из плазмы ОРПК. Во-вторых, как показано в работе [26], при постоянном разрядном (катодном) токе увеличение тока электронов, извлекаемых из такой разрядной системы, приводит к снижению концентрации эмитирующей плазмы на оси разряда. А это означает, что скорость направленного движения электронов, дрейфующих в сторону эмитирующей поверхности плазмы, должна возрастать в большей степени, чем возрастает ток эмиссии. Таким образом, можно надеяться, что специфика ОРПК позволит выявить в эксперименте анизотропию плазмы при извлечении из нее электронов.

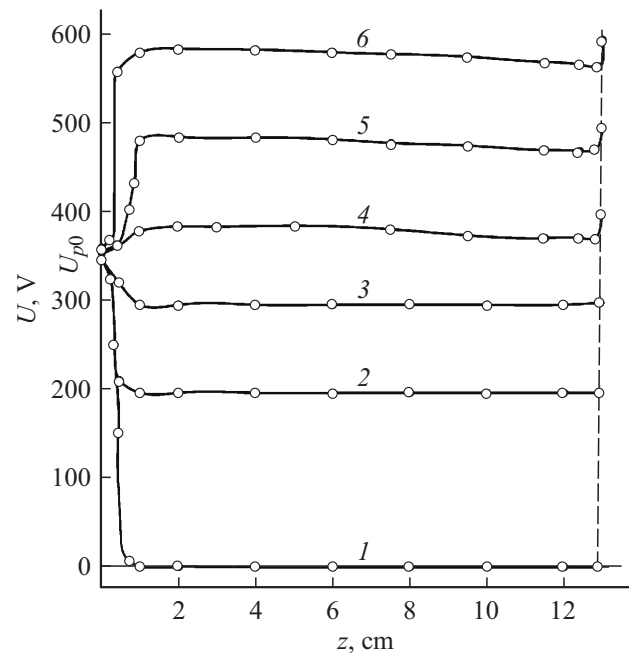
## Результаты измерений

На рис. 2 представлена зависимость тока извлекаемых из ОРПК электронов от ускоряющего напряжения  $U_2$  (кривая 1). Этот ток равен сумме токов электронов, оседающих на ускоряющем электроде 5 и боковой поверхности цилиндра 6 (кривая 2), и на плоском электроде 7 (кривая 3). Увеличение тока извлекаемых электронов сопровождалось эквивалентным уменьшением анодного тока при постоянстве разрядного (катодного) тока  $I_d$ . Для кривых рис. 2 характерно наличие двух участков  $AB$  и  $BC$ , отличающихся крутизной указанных зависимостей. Объяснить эти зависимости позволяют результаты измерения осевого распределения потенциала пространства при различных  $U_2$  (рис. 3).

Участок  $AB$  соответствует процессам в ускоряющем промежутке и пространстве дрейфа при потенциалах ускоряющего электрода, не превышающих потенциала плазмы в отверстии катода отражателя  $U_{p0}$  (кривые 1–3 на рис. 3). Измерения [24] энергетического спектра электронов, выходящих через отверстие в катоде-отражателе ОРПК, показали наличие двух групп электронов. Основная доля электронов имеет распределение по продольным скоростям, близкое к максвелловскому с температурой 7–20 eV. Вторую группу составляют высокоэнергетичные электроны. Их максимальная энергия может превышать энергию, соответствующую катодному падению потенциала [24]. Доля высокоэнергетичных электронов не превышает 2%. При катодном потенциале ускоряющего электрода (кривая 1 на рис. 3) из ОРПК извлекаются ионы (отрицательные значения токов на кривых рис. 2). Кроме того, в ускоряющий промежуток и пространство дрейфа из ОРПК проникают высокоэнергетичные электроны. Рост тока извлекаемых электронов по мере повышения потенциала ускоряющего электрода (участок  $AB$  на рис. 2)



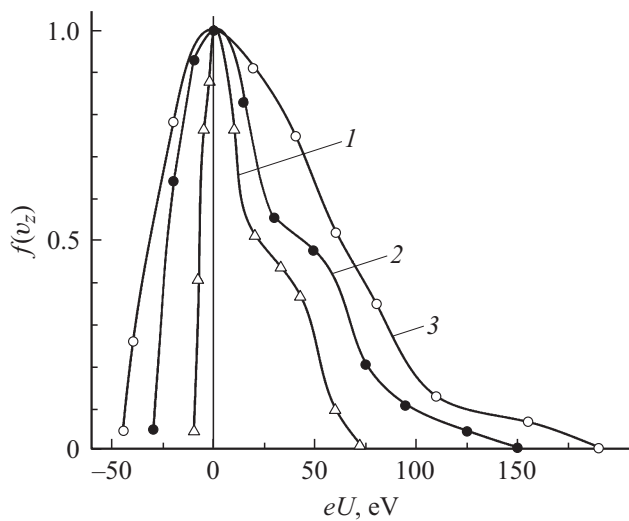
**Рис. 2.** Зависимости суммарного тока извлекаемых электронов (1), тока на ускоряющий электрод и боковую поверхность цилиндра 6 (2) и тока на плоский электрод 7 (3) от ускоряющего напряжения  $U_2$ ;  $I_d = 0.8$  А.



**Рис. 3.** Осевое распределение потенциала пространства:  $I_d = 0.8$  А;  $U_2$ , В: 1 — 0; 2 — 200; 3 — 300; 4 — 400; 5 — 500; 6 — 600.

связан с уменьшением потенциального барьера для электронов вблизи катода-отражателя (кривые 1–3 на рис. 3). Механизм осевого переноса заряженных частиц в межкатодном пространстве ОРПК в этих условиях является, по-видимому, диффузионным.

Повышение потенциала ускоряющего электрода при  $U_2 > U_{p0}$  (участок  $BC$  на кривых рис. 2; кривые 5 и 6 на рис. 3) приводит к уменьшению тока электронов, оседающих на ускоряющем электроде 5 и боковой поверхности цилиндра 6 (кривая 2), и увеличению тока электронов, попадающих на плоский электрод 7 (кривая 3). Такое перераспределение токов связано с уменьшением расходимости потока электронов, извлекаемых из ОРПК, при перемещении границы эмитирующей плазмы в сторону отверстия в катоде-отражателе. Интересно отметить, что при этом наблюдается рост тока извлекаемых электронов (участок  $BC$  на кривой 1 рис. 2). Рост тока связан с возмущением плазмы в межкатодном пространстве ОРПК внешним электрическим полем ускоряющего промежутка. В этом случае, так же как и в работах [26–28], наблюдалось повышение потенциала плазмы на оси ОРПК и напряжения горения разряда. Помимо этого наблюдалось увеличение ширины энергетического спектра электронов, извлекаемых из ОРПК, по мере повышения ускоряющего напряжения (рис. 4). Энергетический спектр  $I$ , измеренный при  $U_2 = 400$  В на расстоянии 130 мм от катода-отражателя, не сильно отличается от спектра, измеренного в [24] в отверстии катода-отражателя при подаче на первый электрод зонда-анализатора потенциала, превышающего



**Рис. 4.** Нормированные энергетические спектры электронов, извлекаемых из ОРПК, при различных ускоряющих напряжениях  $U_2$ ;  $I_d = 0.8$  А;  $U_2$ , В: 1 — 400; 2 — 500; 3 — 600.

потенциал плазмы на 10–15 В. При  $U_2 = 400$  В в рассматриваемом случае изменения потенциала в ускоряющем промежутке и в пространстве дрейфа несущественны (кривая 4 на рис. 3) и плазма свободно проникает из ОРПК в ускоряющий промежуток и пространство дрейфа. По мере роста ускоряющего напряжения  $U_2$  увеличивается доля электронов, обладающих большими значениями составляющей скорости в направлении извлечения (кривые 1–3 на рис. 4). По-видимому, это можно объяснить тем, что при  $U_2 > U_{p0}$  увеличение ускоряющего напряжения приводит к росту скорости направленное движение плазменных электронов в сторону эмитирующей поверхности плазмы, в то время как средняя скорость хаотического теплового движение электронов остается неизменной.

## Анализ процессов в плазме ОРПК при извлечении из нее электронов

При извлечении электронов из плазмы ОРПК в ней протекает электрический ток эмиссии. Это значит, что помимо хаотического теплового движения плазменные электроны участвуют в направленном в сторону эмитирующей поверхности движении (дрейфуют) с некоторой скоростью  $u$ . Если допустить, как это сделано в [10], максвелловское распределение тепловых скоростей, то функция распределения электронов по скоростям  $v_z$ , направленным вдоль оси разряда, можно представить следующим образом:

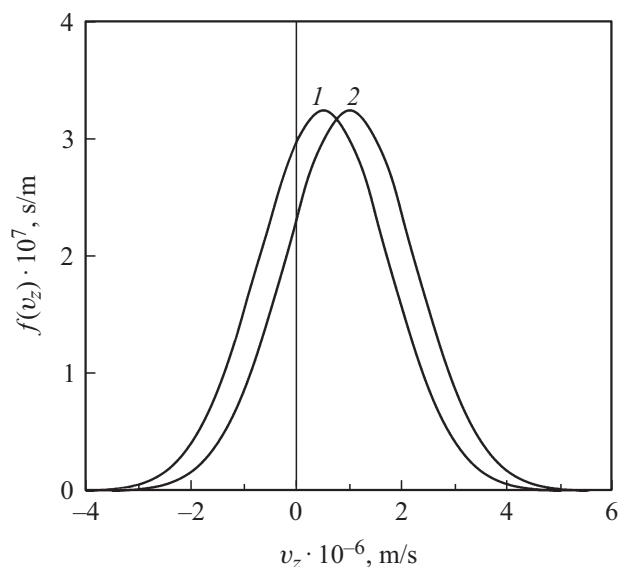
$$f(v_z) = \sqrt{\frac{m_e}{2\pi k T_e}} \exp\left[-\frac{m_e(v_z - u)^2}{2k T_e}\right], \quad (3)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T_e$  — температура электронов. При этом составляющие скоростей электронов

вдоль двух других направлений, перпендикулярных оси разряда, могут иметь любые значения в интервале от  $-\infty$  до  $\infty$ . В дальнейшем будем предполагать аксиальную однородность  $u$  и  $T_e$  в межкатодном промежутке ОРПК.

Вид функций распределения (3) при такой аппроксимации, характерной для ОРПК температуре плазменных электронов  $T_e = 10^5$  К и различных значениях  $u$ , представлен на рис. 5. Использованные для расчета значения  $u = 0.5 \cdot 10^6$  м/с (кривая 1) и  $u = 1 \cdot 10^6$  м/с (кривая 2) оценивались из представленных выше экспериментальных результатов при  $U_2 = 360$  и  $800$  В соответственно. При оценке значений  $u$  учитывалось снижение концентрации эмитирующей плазмы на оси разряда по мере увеличения эффективности извлечения электронов [26]. Кривые на рис. 5 дают представление о том, каково соотношение между числом электронов, движущихся в сторону эмитирующей поверхности плазмы (площади под кривыми при  $v_z > 0$ ), и числом электронов, движущихся в противоположную сторону (площади под кривыми при  $v_z < 0$ ).

На основе указанных представлений рассмотрим прохождение тока эмиссии через плазму межкатодного промежутка ОРПК при  $U_2 > U_{p0}$ . Ларморовские радиусы плазменных электронов в ОРПК существенно меньше радиуса эмитирующей поверхности плазмы (электроны замагничены). Если принять однородность магнитного поля в межкатодном промежутке, то можно считать, что трубка тока электронов, которые эмитируются через границу плазмы, не меняет свои размеры в межкатодном промежутке ОРПК, т.е. площади поперечного сечения этой трубки в отверстии полого катода и на эмитирующей поверхности плазмы одинаковые. В приближении равномерного распределения плотности тока



**Рис. 5.** Функции распределения электронов по продольным скоростям  $v_z$ ;  $T_e = 10^5$  К,  $\langle v \rangle = 2 \cdot 10^6$  м/с;  $u$ , м/с: 1 —  $0.5 \cdot 10^6$ ; 2 —  $1 \cdot 10^6$ .

по сечению трубки можно считать равными плотности тока в этой трубке в отверстии полого катода и на эмитирующей поверхности плазмы.

Для принятого распределения электронов по скоростям плотность тока электронов, движущихся через поперечное сечение трубки в отверстии полого катода в сторону эмитирующей поверхности плазмы, равна

$$j_{c1} = \frac{en_c \langle v \rangle}{4} \exp(-x_0^2) + \frac{en_c u}{2} [1 + \Phi(x_0)], \quad (4)$$

а в противоположную сторону

$$j_{c2} = \frac{en_c \langle v \rangle}{4} \exp(-x_0^2) - \frac{en_c u}{2} [1 - \Phi(x_0)], \quad (5)$$

где  $n_e$  — концентрация электронов в отверстии полого катода,  $\langle v \rangle$  — средняя арифметическая скорость хаотического движения электронов,

$$\Phi(x_0) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{x_0} \exp(-x^2) dx, \\ x_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{u}{\langle v \rangle}.$$

Плотность тока  $j_{c2}$ , определяемую соотношением (5), образуют электроны, получившие составляющую скорости в сторону полого катода в результате столкновений с атомами газа в разрядном промежутке. Разность  $j_{c1}$  и  $j_{c2}$  определяет плотность тока эмиссии в отверстии полого катода  $j_c$ :

$$j_c = j_{c1} - j_{c2} = en_c u. \quad (6)$$

Теперь определим из тех же соображений плотность тока эмиссии электронов, движущихся через эмитирующую поверхность плазмы в ускоряющий промежуток:

$$j_e = \frac{en_e \langle v \rangle}{4} \exp(-x_0^2) + \frac{en_e u}{2} [1 + \Phi(x_0)], \quad (7)$$

где  $n_e$  — концентрация электронов вблизи эмитирующей поверхности плазмы. Обратного потока электронов из ускоряющего промежутка в плазму нет, так как электроны, получившие составляющую скорости в сторону эмитирующей поверхности в результате столкновений с атомами газа в ускоряющем промежутке, ускоряются электрическим полем этого промежутка в сторону ускоряющего электрода. Поэтому плотность тока эмиссии через эмитирующую поверхность плазмы определяется только соотношением (7).

Исходя из непрерывности тока эмиссии:

$$j_e = j_c. \quad (8)$$

Если в (8) подставить (6) и (7), то можно получить соотношение между концентрациями плазмы вблизи эмитирующей поверхности и в отверстии полого катода:

$$\frac{n_e}{n_c} = \frac{1}{0.25 \langle v \rangle / u \exp(-x_0^2) + 0.5 [1 + \Phi(x_0)]}. \quad (9)$$

Отношение (9) меньше единицы и зависит от соотношения скоростей теплового и направленного движений. Как показывают оценки, в условиях ОРПК  $\langle v \rangle / u \sim 2-4$  и  $n_e$  меньше  $n_c$  примерно на 15–35%, т. е. в межкатодной плазме ОРПК существует аксиальный градиент концентрации. На снижение концентрации электронов в межкатодной плазме ОРПК в направлении к эмитирующей поверхности влияют два фактора: неизобарность всей разрядной системы (давление рабочего газа в отверстии катода-отражателя меньше, чем в отверстии полого катода) и отбор электронов с эмитирующей поверхности плазмы. Даже в изобарных разрядных системах, например в длинных разрядных трубках без напуска газа [13,29], концентрация плазмы вблизи анода за счет ухода на него электронов может уменьшаться в 2 раза по сравнению с положительным столбом.

По-видимому, причиной направленного движения плазменных электронов в сторону эмитирующей поверхности в межкатодной плазме ОРПК является указанный выше градиент концентраций. Помимо этого, при  $U_2 > U_{p0}$  причиной направленного движения электронов может быть возникающее в плазме межкатодного пространства разряда осевое электрическое поле.

## Заключение

Таким образом, возмущение плазмы ОРПК при извлечении из нее электронов через осевой канал в катоде-отражателе может проявляться не только в снижении концентрации плазмы и повышении ее потенциала на оси разряда, но и в анизотропном расширении энергетического спектра извлекаемых электронов. Увеличение доли электронов, обладающих большими значениями составляющей скорости в направлении извлечения, объясняется ростом скорости направленного движения плазменных электронов в сторону эмитирующей поверхности плазмы по мере увеличения ускоряющего напряжения. Возможной причиной направленного движения плазменных электронов являются осевые градиенты концентрации и электрического потенциала, возникающие в межкатодной плазме ОРПК при извлечении из нее электронов.

Расширение энергетического спектра извлекаемых из плазмы электронов при увеличении внешнего ускоряющего электрического поля необходимо учитывать при проектировании источников электронов с плазменным катодом, в частности, при решении вопросов фокусировки электронных пучков.

## Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.



## Список литературы

- [1] The Physics and Technology of Ion Sources. Second, Revised and Extended Edition / Ed. by I. Brown. Wiley-VCH, 2004. 396 p.
- [2] Окс Е.М. Источники электронов с плазменным катодом: физика, техника, применения. Томск: Изд-во НТЛ, 2005. 216 с. [Oks E.M. Plasma Cathode Electron Sources—Physics, Technology, Applications. NY: WILEY-VCH, 2006. 172 p.]
- [3] Эмиссионная электроника / Н.Н. Коваль, Е.М. Окс, Ю.С. Протасов, Н.Н. Семашко. / Под ред. Ю.С. Протасова. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009. С. 319–593.
- [4] Бурдовищин В.А., Климов А.С., Медовник А.В., Окс Е.М., Юшков Ю.Г. Форвакуумные плазменные источники электронов. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2014. 288 с.
- [5] Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Т. 1. Общие вопросы электродинамики газов. М.Л.: Изд-во технико-теоретической лит-ры, 1952. С. 283.
- [6] Ульянов К.Н. // Теплофизика высоких температур. 1970. Т. 8. № 1. С. 12–16.
- [7] Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. М.: Наука, 1988. С. 229–230.
- [8] Мартенс В.Я., Моисеев С.В. // Плазменная эмиссионная электроника. Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 2012. С. 91–96.
- [9] Мартенс В.Я., Моисеев С.В., Троян О.Е. // Изв. вузов. Физика. 2014. Т. 57. № 3/2. С. 198–201.
- [10] Мартенс В.Я., Никитин И.В. // Плазменная эмиссионная электроника. Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 2015. С. 68–72.
- [11] Коваленко В.Ф., Рожанский Д.А., Сена Л.А. // ЖТФ. 1934. Т. 4. Вып. 7. С. 1271–1281.
- [12] Фаталиев Х.М., Спивак Г.В., Рейхрудель Э.М. // ЖЭТФ. 1939. Т. 9. Вып. 2. С. 167–175.
- [13] Клярфельд Б.Н., Неретина Н.А. // ЖТФ. 1958. Т. 28. Вып. 2. С. 296–315.
- [14] Мустафаев А.С., Сухомлинов В.С., Аинов М.А. // ЖТФ. 2015. Т. 85. Вып. 12. С. 45–55. [Mustafaev A.S., Sukhomlinov V.S., Ainov M.A. // Tech. Phys. 2015. Vol. 60. N 12. P. 1778–1789.]
- [15] Сухомлинов В.С., Мустафаев А.С., Страхова А.А., Мурильо О. // ЖТФ. 2017. Т. 87. Вып. 12. С. 1824–1833. [Sukhomlinov V.S., Mustafaev A.S., Strakhova A.A., Murillo O. // Tech. Phys. 2017. Vol. 62. N 12. P. 1822–1832.]
- [16] Мустафаев А.С., Некучаев В.О., Сухомлинов В.С., Коршунов Г.И. // ЖТФ. 2017. Т. 87. Вып. 12. С. 1834–1843. [Korshunov G.I., Mustafaev A.S., Nekuchaev V.O., Sukhomlinov V.S. // Tech. Phys. 2017. Vol. 62. N 12. P. 1833–1842.]
- [17] Жаринов А.В., Коваленко Ю.А. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 4. С. 681–686.
- [18] Жаринов А.В., Коваленко Ю.А., Роганов И.С., Тюрюканов П.М. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 1. С. 66–71.
- [19] Жаринов А.В., Коваленко Ю.А., Роганов И.С., Тюрюканов П.М. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 4. С. 687–693.
- [20] Галанский В.Л., Крейндель Ю.Е., Окс Е.М., Рипп А.Г., Щанин П.М. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 5. С. 877–882.
- [21] Галанский В.Л., Крейндель Ю.Е., Окс Е.М., Рипп А.Г. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 8. С. 1518–1521.
- [22] Крейндель Ю.Е., Мартенс В.Я. // Тез. докл. 5 Всесоюз. симп. по сильноточной электронике. Томск. 1984. Ч. 2. С. 201–203.
- [23] Мартенс В.Я. Дис. докт. техн. наук. Ставрополь. 2002. 228 с.
- [24] Мартенс В.Я. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 11. С. 44–51. [Martens V.Ya. // Tech. Phys. 2002. Vol. 47. N 11. P. 1389–1396.]
- [25] Груздев В.А., Крейндель Ю.Е., Мартенс В.Я. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1979. Т. 43. № 9. С. 1883–1886.
- [26] Источники заряженных частиц с плазменным эмиттером / Под ред. П.М. Щанина. Екатеринбург: УИФ Наука, 1993. С. 12–41.
- [27] Груздев В.А., Осипов И.В., Ремпе Н.Г. // Тез. докл. 7 Всесоюз. симп. по сильноточной электронике. Томск. 1988. Ч. 1. С. 95–97.
- [28] Никулин С.П. // Изв. вузов. Физика. 2001. Т. 44. № 9. С. 63–68.
- [29] Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. С. 394.