

## Энергия в импульсе нерелятивистского сильноточного электронного пучка

© П.П. Кизириди, Г.Е. Озур

Институт сильноточной электроники СО РАН,  
634055 Томск, Россия  
e-mail: kiziridi\_pavel@mail.ru

Поступило в Редакцию 16 декабря 2021 г.  
В окончательной редакции 1 апреля 2022 г.  
Принято к публикации 2 апреля 2022 г.

Исследованы энергетические характеристики сильноточной электронной пушки с катодным узлом на основе многоканального инициирования взрывной эмиссии пробоем по поверхности диэлектрика в режиме вакуумного и газонаполненного диода. Показано, что энергию сильноточного электронного пучка в импульсе предпочтительнее измерять калориметрическим (тепловизионным) методом, а не вычислять по осциллограммам ускоряющего напряжения и тока пучка на коллектор (мишень), поскольку значения тока пучка могут быть существенно превышены вследствие распадного тока плотной плазмы, возникающей при бомбардировке коллектора электронами пучка. Наилучшая эффективность передачи энергии, запасенной в емкостном накопителе генератора высоковольтных импульсов, питающего электронную пушку, в энергию пучка наблюдалась в случае газонаполненного диода при умеренном давлении рабочего газа (аргон, 0.093 Па).

**Ключевые слова:** сильноточные электронные пучки, взрывная эмиссия, многоканальное инициирование, пробой по поверхности диэлектрика, энергия пучка в импульсе, распадный ток плазмы, тепловизионная диагностика.

DOI: 10.21883/JTF.2022.06.52518.316-21

### Введение

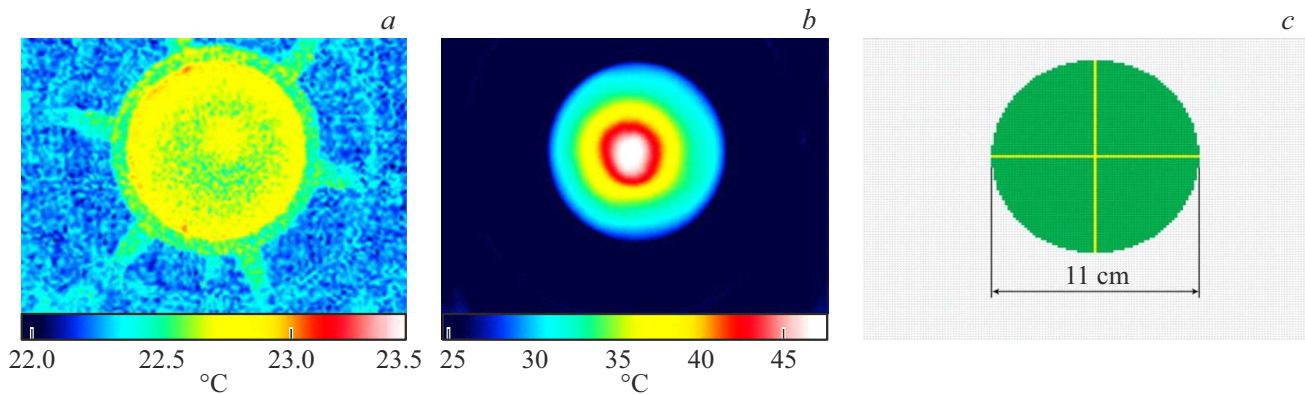
Энергия пучка в импульсе и эффективность передачи энергии, запасенной в первичном накопителе (обычно емкостном), в энергию пучка являются важными характеристиками любого источника ускоренных электронов. Это в полной мере относится и к источникам нерелятивистских (10–30 keV) сильноточных (до 25 kA) электронных пучков (НСЭП) микросекундной длительности, широко используемых для модификации поверхностных слоев металлических материалов [1–8]. Ранее формирование таких пучков осуществлялось, как правило, в пушках с плазменным анодом и многопроволочным взрывоэмиссионным катодом, эмитирующая часть которого изготовлялась из медной оплетки радиочастотного кабеля [8]. В 2020 г. нами был разработан и успешно испытан новый катодный узел с многоканальным инициированием взрывной эмиссии пробоем по поверхности диэлектрика [9,10]. Изучение эмиссионных характеристик этого катодного узла показало, что его средняя плотность тока примерно в 1.5–2.3 раза превосходит аналогичную величину, характерную для традиционной пушки с плазменным анодом и многопроволочным медным взрывоэмиссионным катодом [10]. Кроме того, диапазон ускоряющих напряжений был расширен в нижнюю сторону: с 15 до 5 kV, благодаря тому, что пробивные напряжения по диэлектрику существенно ниже, чем при вакуумном пробое в его отсутствие. Это имеет большое значение при поверхностной модификации материалов, требующих умеренное значение плотности

энергии (1–2 J/cm<sup>2</sup>), например, поверхностных сплавов Ti–Ta на подложке из никелида титана [1,2]. Важным преимуществом нового катодного узла является также возможность генерирования НСЭП без плазменного анода, т.е. в вакуумном или газонаполненном диоде. В настоящей работе, являющейся продолжением [9,10], исследованы энергетические характеристики сильноточной электронной пушки с этим катодным узлом.

### 1. Методика эксперимента

В экспериментах использовалась электронно-пучковая установка (энергия электронов до 30 keV, ток пучка до 30 kA, плотность тока до 1.5 kA/cm<sup>2</sup>, длительность импульса 2–4 μs), устройство и принцип действия которой описаны в [9,10]. Многоканальное инициирование взрывной электронной эмиссии осуществлялось с помощью 69-ти резистивно развязанных дуговых источников плазмы, электроды и трубчатые керамические изоляторы которых встроены в катодную дисковую подложку из меди. Площадь эмитирующей части катода составляла 19.6 cm<sup>2</sup>. Емкость генератора высоковольтных импульсов (ГВИ) составляла, как и в [9,10]  $C = 2.87 \mu\text{F}$ . Давление остаточных газов в объеме пушки не превышало 10<sup>-2</sup> Па.

Регистрация импульсов ускоряющего напряжения осуществлялась с помощью активного делителя, тока катода и тока пучка на коллектор — поясами Роговского. В ряде экспериментов ток пучка измерялся малоиндуктивным шунтом сопротивлением 0.005 или 0.02 Ω. Сигналы с



**Рис. 1.** *a* — термограмма фона, *b* — термограмма после выстрела, *c* — цифровой вид термограммы в Excel. Зеленым цветом выделена область мишени (в онлайн версии).

датчиков подавались на входы 4-канального широкополосного (200 MHz) цифрового осциллографа Tektronix TDS 2024. Сразу отметим, что независимо от датчика, измеряющего ток пучка на коллектор, полученные осциллограммы были идентичны.

Определение энергии пучка производилось двумя способами. Первый способ заключался в интегрировании осциллограмм импульсов ускоряющего напряжения и тока пучка на коллектор. При этом осциллограмма ускоряющего напряжения корректировалась с учетом падений напряжения на индуктивностях в цепи катода (от места расположения датчика напряжения до катода) и коллектора (анода). Второй способ основан на обработке термограмм (рис. 1, *a, b*), полученных с помощью тепловизора TESTO 875-1 и преобразованных в цифровой вид (массив из  $160 \times 120$  точек). Фиксация термограмм и расчет плотности энергии в каждой точке выполнялись по методике, описанной в [11]. Для получения полной энергии, приходящейся на тепловизионную мишень, являвшейся коллектором, рассчитывалась средняя плотность энергии в выделенной области (рис. 1, *c*) и умножалась на площадь этой области ( $95 \text{ cm}^2$ ). Кроме того, определялась средняя плотность энергии пучка в его центральной части диаметром 4 см, что имеет значение для выбора режима обработки образцов и/или деталей. В качестве тепловизионной мишени использовалась фольга из нержавеющей стали толщиной 0.2 mm и диаметром 11 см, покрытая с тыльной стороны черной матовой краской, что обеспечивало коэффициент излучения 0.95. Пауза между импульсами составляла 4–5 min, что было достаточно для остывания мишени до комнатной температуры. Разница между самой „горячей“ и „холодной“ точкой на термограмме фона (рис. 1, *a*) не превышает  $1.5^\circ\text{C}$ , что на порядок меньше величины нагрева мишени в области автографа пучка.

Благодаря хорошей стабильности параметров пучка от импульса к импульсу в подавляющем числе экспериментов число импульсов в серии ограничивалось пятью (для повышения точности измерений при зарядном напряжении  $U_{ch} = 7 \text{ kV}$  термограмма фиксировалась

после пачки из трех последовательных импульсов; при  $U_{ch} = 10, 15$  и  $20 \text{ kV}$  термограммы фиксировались после одного импульса).

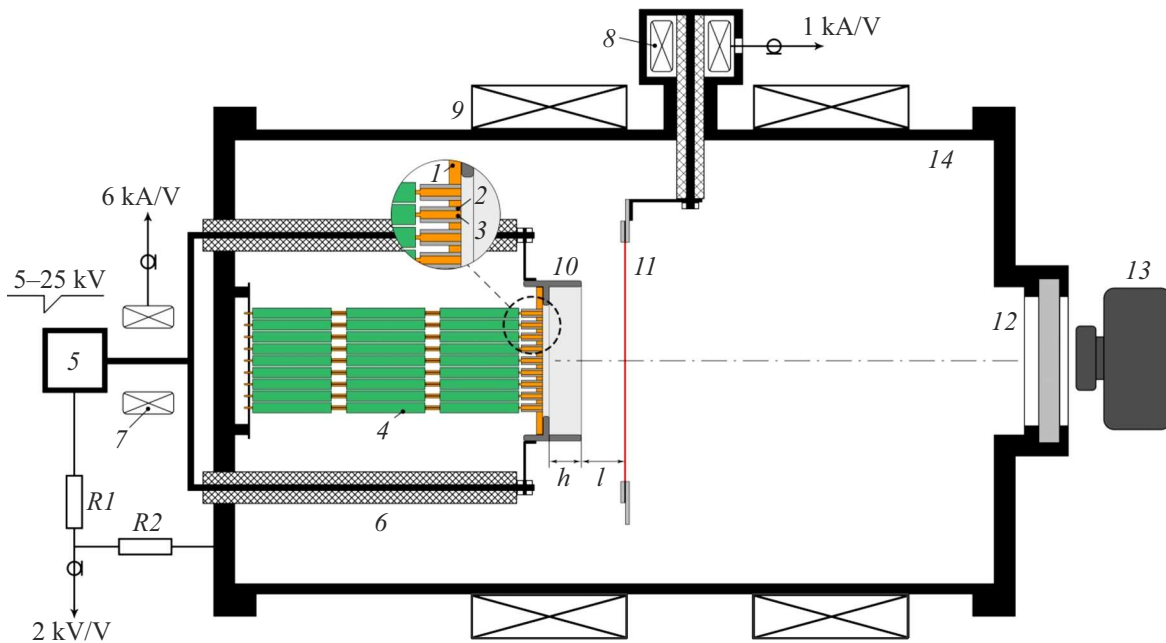
Схема эксперимента по регистрации осциллограмм и термограмм в одном импульсе представлена на рис. 2. Держатель тепловизионной мишени был соединен с радиальным стержневым токопроводом, что позволило одновременно регистрировать осциллограмму тока пучка и его термограмму. Это повысило достоверность и наглядность сравнительных измерений энергии пучка по сравнению со случаем попеременного измерения тех же величин. Кроме того, данная схема позволяет в том же импульсе панорамно регистрировать распределение плотности энергии по сечению пучка. Несимметричность вывода тока пучка не привела к сколько-нибудь заметному боковому смещению пучка: индукция внешнего ведущего магнитного поля 0.11 Т оказалась достаточной для его удержания.

## 2. Результаты экспериментов и обсуждение

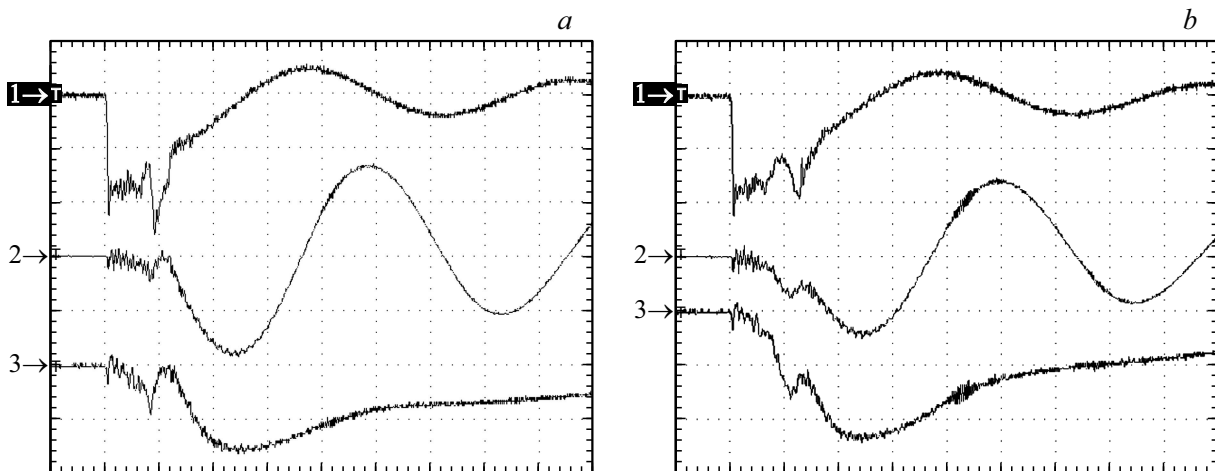
Первый цикл экспериментов был посвящен измерению энергии пучка осциллографическим и тепловизионным методами в зависимости от зарядного напряжения  $U_{ch}$  для двух типов диода.

Типичные осциллограммы импульсов ускоряющего напряжения, полного тока катода и тока пучка на коллектор приведены рис. 3.

На рис. 4 представлены зависимости значений энергии пучка в импульсе, вычисленных по осциллограммам ( $E_{bw}$ ), вычисленных по термограммам ( $E_{bt}$ ), эффективности передачи запасенной в ГВИ энергии в энергию пучка ( $E_{bt}/E_{st}$ ) а также средней плотности энергии ( $W_{bt}$ ) в центральной части пучка диаметром 4 см от  $U_{ch}$ . Из представленных данных видно, что величина  $E_{bw}$  в 1.6–2.73 раза больше величины  $E_{bt}$ , и это различие значительно больше погрешности измерений, не превышающей  $\pm 10\%$  для обоих методов измерений



**Рис. 2.** Схема эксперимента с одновременной регистрацией осциллограмм тока пучка и его термограмм. 1 — катод, 2 — керамические трубки, 3 — медные электроды, 4 — резистор ТВО-2 (1 к $\Omega$  каждый), 5 — генератор высоковольтных импульсов (ГВИ), 6 — вводы ускоряющего напряжения, 7 и 8 — пояса Роговского, 9 — соленоид, 10 — экранированный электрод высотой  $h = 15$  mm, 11 — тепловизионная мишень, 12 — окно из флюорита кальция, 13 — тепловизор, 14 — корпус пушки. R1 и R2 — активный делитель напряжения.



**Рис. 3.** Типичные осциллограммы импульсов ускоряющего напряжения (Ch1, 10 kV/div), полного тока катода (Ch2, 24 kA/div) и тока пучка на коллектор (Ch3, 10 kA/div); горизонтальная шкала — 1  $\mu$ s/div. Зарядное напряжение ГВИ  $U_{ch} = 15$  kV,  $l = 20$  mm. *a* — вакуумный диод; *b* — газонаполненный диод. Давление аргона  $p = 0.093$  Pa.

энергии пучка. Данное расхождение можно объяснить тем, что ток пучка является завышенным вследствие контакта коллектора с плазмой, возникающей у его поверхности. Этот эффект известен достаточно давно [12]. Авторы [12] на примере своего пучка (200 keV, 250 A, 25 A/cm<sup>2</sup>, 80  $\mu$ s) показали, что распад коллекторной плазмы (ионы этой плазмы уходят радиально на стенку трубы дрейфа, а электроны на коллектор вдоль силовых линий внешнего ведущего магнитного

поля) дает существенную добавку в ток пучка (но не в его энергию, поскольку энергии плазменных электронов близки к тепловой). Ток ионов на трубу дрейфа возникал примерно через 40  $\mu$ s после начала импульса и достигал в пике более 200 A, т.е. почти весь ток на коллектор на этой стадии состоял из распадного тока плазмы. Этот ионный ток многократно превосходил предел Чайлда–Ленгмюра для вакуумного диода, но какого-то объяснения данному факту в [12] не приводится.

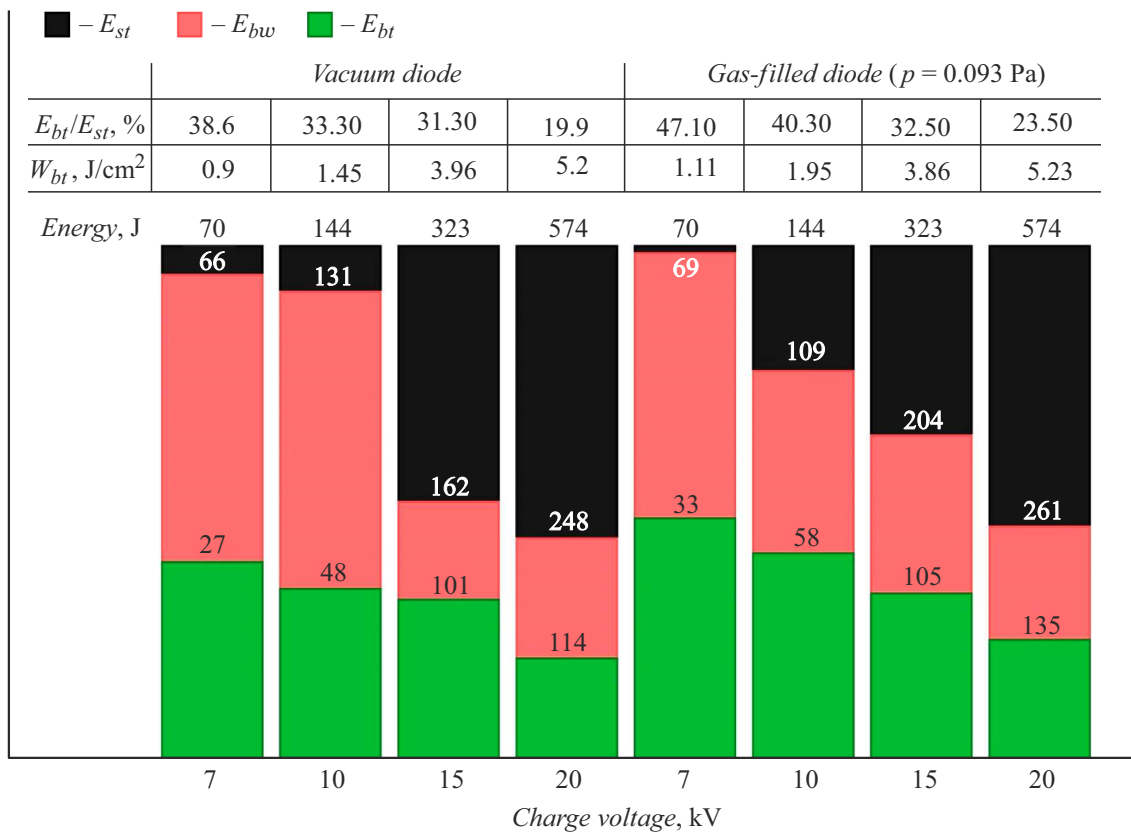


Рис. 4. Диаграммы значений энергии пучка для двух типов диода, эффективность передачи запасенной в ГВИ энергии в энергию пучка и средней плотности энергии в центральной части пучка.

Похожие по характеру результаты были получены авторами [13–15] на источнике электронов с сетчатым плазменным эмиттером „SOLO“ (15 keV, 200 A, 10–15 A/cm<sup>2</sup>, 100 μs). В данном источнике формирование и транспортировка пучка осуществлялись в газе низкого давления (аргон или гелий, давление от 0.1 до 2 Pa) в ведущем магнитном поле до 30 мТ. Длина канала транспортировки составляла десятки сантиметров. Газ достаточно быстро (за несколько микросекунд) ионизовался (степень ионизации достигала десятков процентов), что обеспечивало высокую эффективность транспортировки пучка к коллектору. Ток ионов на трубу дрейфа достигал 50–80 А, а энергия, измеренная калориметром, была примерно в 1.5 раза меньше величины, получаемой из осциллограмм.

Из приведенных на рис. 4 данных также видно, что эффективность передачи запасенной энергии в энергию пучка  $E_{bt}/E_{st}$  падает с увеличением  $U_{ch}$ , что, вероятно, связано с ростом утечек электронного тока как в радиальном направлении вследствие аномальной диффузии электронов из катодной плазмы [8,16,17], так и вследствие падения электрической прочности вдоль поверхности резисторов катодного узла. Последнее предстоит выяснить в дальнейшем. Отметим также, что величины  $E_{bt}$  и  $E_{bt}/E_{st}$  для случая газонаполненного диода на 10–22% выше, чем для случая вакуумного диода, что

обусловлено, на наш взгляд, лучшим согласованием ГВИ с нагрузкой. Плотность энергии в случае газонаполненного диода также выше для  $U_{ch} = 7$  и 10 kV, а для  $U_{ch} = 15$  и 20 kV практически совпадает со случаем вакуумного диода.

Сравнение плотностей энергии пучка при  $U_{ch} = 15$  и 20 kV, полученных в случае традиционной пушки с плазменным анодом и многопроволочным медным катодом [8], с настоящими результатами показало, что в последнем случае плотность энергии примерно на 25–30% выше.

Очевидно, что величина энергии пучка в импульсе, определяемая из термограмм, гораздо ближе к истинному значению. Не только потому, что понятна физическая причина завышения тока пучка, но и потому, что корректность тепловизионных измерений неоднократно подтверждалась калориметрическими измерениями и совпадением с расчетными [18,19] и экспериментальными значениями порогов импульсного плавления металлических мишеней [8]. Собственно, тепловизионные измерения энергии пучка, по сути, являются калориметрическими.

Отметим, что попеременные измерения энергии пучка в импульсе также показали примерно двукратное превышение значений, полученных осциллографическим

методом, над значениями, полученными с помощью тепловизора.

Высокую эмиссионную способность коллекторной плазмы можно подтвердить следующими оценками. Воспользуемся приближенной формулой (2.11) из [8] для определения концентрации заряженных частиц коллекторной плазмы, образующейся из десорбированного газа:

$$n_{cp} = \left( \frac{j_e}{e} \right)^2 \frac{\gamma \sigma_i t}{v_g}. \quad (1)$$

Здесь  $j_e$  — средняя за время  $t$  плотность тока электронов пучка, бомбардирующих коллектор,  $e$  — заряд электрона,  $\gamma$  — коэффициент электронно-стимулированной десорбции,  $\sigma_i$  — сечение ионизации молекул десорбированного газа электронами пучка,  $v_g$  — скорость теплового расширения десорбированного газа. Из формулы (1) видно, что существенных значений величина  $n_{cp}$  достигает в случае пучков большой плотности тока и/или длительности импульса. Подставляя в (1) характерные значения  $j_e = 320 \text{ A/cm}^2$ ,  $\gamma = 3$  (см., например, [20]),  $\sigma_i = 5 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ ,  $v_g = 10^5 \text{ cm/s}$ ,  $t = 10^{-6} \text{ s}$ , получим  $n_{cp} = 6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Соответствующая плотность эмиссионного тока электронов этой плазмы составит  $2400 \text{ A/cm}^2$  при типичной тепловой скорости электронов  $10^8 \text{ cm/s}$ , а плотность эмиссионного ионного тока — десятки  $\text{A/cm}^2$ . Необходимо также отметить, что эти значения концентрации плазмы и эмиссионного тока являются скорее оценкой снизу, поскольку не учитывается ионизация десорбированного газа электронами, возникающими при образовании электрон-ионной пары, которые могут иметь энергии выше потенциала ионизации [14,21]. Дополнительный вклад в ионизацию десорбированного газа могут дать также отраженные от коллектора электроны пучка и выбитые из него же вторичные электроны. Скорость рекомбинации, понижающей концентрацию заряженных частиц, при вышеприведенных значениях мала; следовательно, рекомбинацию можно не учитывать в наших оценках. Основным ограничителем концентрации коллекторной плазмы может быть конечный запас адсорбированных молекул, но для наших плотностей тока пучка и длительности его импульса он достаточен. Действительно, с учетом шероховатости поверхности на  $1 \text{ cm}^2$  проекции поверхности находится примерно  $10^{16}$  молекул в одном монослое [22]. Расход молекул на создание и уход заряженных частиц за время импульса,  $\tau_p$ , составит  $j_i \tau_p / e \approx 10\text{--}20 \text{ A/cm}^2 \cdot 4 \cdot 10^{-6} \text{ s} / 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C} = (2.5\text{--}5) \cdot 10^{14} \text{ частиц/cm}^2$ . Таким образом, при наличии 2–3 монослоев адсорбированных газов на поверхности коллектора запас молекул выглядит достаточным для обеспечения распадного тока коллекторной плазмы, который определяется именно уходом ионов [23]. С повышением плотности энергии пучка концентрация коллекторной плазмы будет увеличиваться за счет испарения материала коллектора: для пучка нашей длительности

это может играть существенную роль при плотности энергии выше  $7\text{--}10 \text{ J/cm}^2$  [18,19].

Очевидно, что распадный ток плазмы снижает энергетическую эффективность источника электронов, поскольку из-за него снижается импеданс диода за счет ускорения разряда емкостного накопителя ГВИ, а энергия плазменных электронов, уходящих на коллектор, крайне мала по сравнению с энергией электронов, эмитированных катодом.

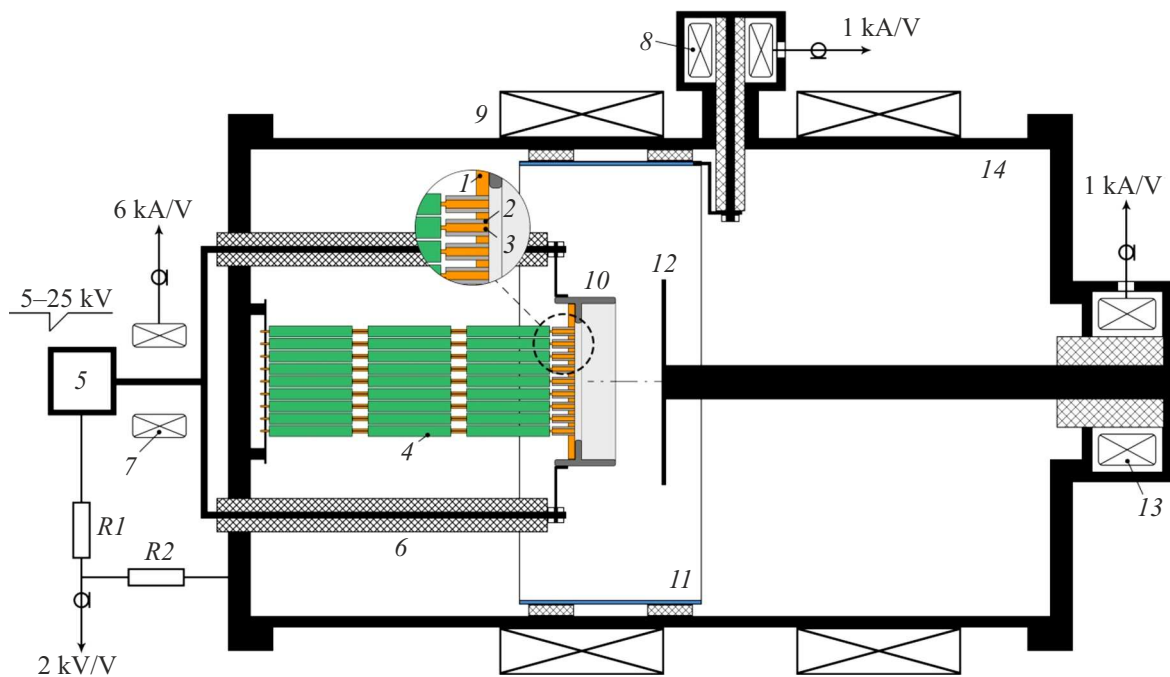
Для подтверждения наличия распадного тока коллекторной плазмы нами был проведен эксперимент по регистрации ионного тока на трубу дрейфа. Схема эксперимента приведена на рис. 5, а характерные осциллограммы — на рис. 6.

Изучение большого числа осциллограмм показало, что в диапазоне зарядных напряжений  $U_{ch} = 10\text{--}20 \text{ kV}$  ионный ток на пристеночный коллектор появлялся при начале спада (по абсолютной величине) тока катода и тока пучка на коллектор, при этом его величина была достаточно нестабильна от импульса к импульсу и составляла  $1\text{--}4 \text{ kA}$ . При зарядном напряжении  $7 \text{ kV}$  ток на пристеночный коллектор не наблюдался или был очень мал, что, видимо, связано с существенным падением концентрации коллекторной плазмы.

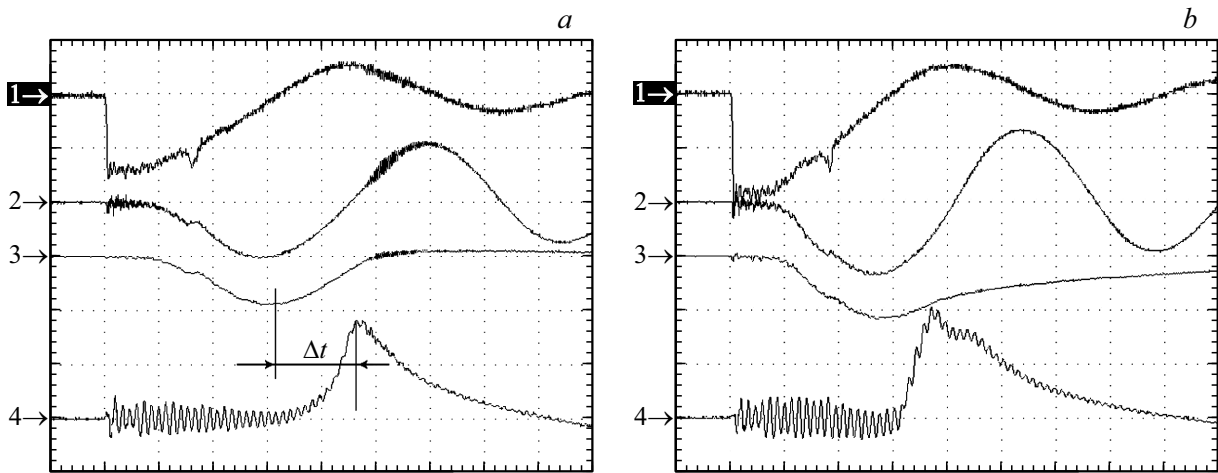
Часть ионного тока уходила на катод, величина этой части нам неизвестна, но если считать, что она близка к пределу Чайлда–Ленгмюра для биполярного потока, то она составит около 1% от тока электронного пучка на коллектор. Таким образом, наблюдавшиеся на пристеночном коллекторе ионные токи лишь частично компенсируют дисбаланс в значениях энергии пучка, определяемых тепловизионным и осциллографическим методами.

Отметим, что протекание anomalно больших ионных токов в радиальном направлении весьма трудно объяснить, поскольку длина радиального вакуумного зазора составляет более  $7 \text{ cm}$ . Мы предполагаем, что объемный заряд ионов практически полностью скомпенсирован электронами, эмитированными катодными пятнами, возникшими на кромке экранного электрода  $10$  (рис. 2) вследствие эффекта „подхвата“ под плазмой дуговых источников [24]. Часть этих электронов дрейфует одновременно в азимутальном направлении в скрещенных  $E_r \times B_z$  полях и в аксиальном направлении. Таким образом, в пространстве между коллектором и стенкой возникает слой отрицательного объемного заряда, компенсирующего объемный заряд ионов. Возможно, что часть этих электронов попадает на пристеночный коллектор, что занижает величину положительного сигнала. Разумеется, предлагаемая картина носит характер гипотезы, требующей дополнительных исследований, включая численное моделирование.

Кинетические энергии ионов можно оценить по времени задержки  $\Delta t$  (рис. 5) между началом спада тока НСЭП и моментом достижения максимума тока на пристеночный коллектор. Если принять, что средняя скорость иона массой  $M$  и зарядом  $Z$  равна



**Рис. 5.** Схема эксперимента по регистрации ионного тока на трубу дрейфа. 8 — пояс Роговского, измеряющий ток пучка на пристеночный коллектор 11, 12 — коллектор пучка, 13 — пояс Роговского, измеряющий ток пучка на коллектор 12. Остальное — как в подписи к рис. 2.



**Рис. 6.** Типичные осциллограммы импульсов ускоряющего напряжения (Ch1, 10 kV/div), полного тока катода (Ch2, 24 kA/div), тока пучка на коллектор (Ch3, 25 kA/div) и тока на пристеночный коллектор (Ch4, 2 kA/div); горизонтальная шкала — 1 μs/div.  $p = 0.093$  Pa,  $l = 20$  mm,  $U_{ch} = 10$  kV (a) и 15 kV (b).

$v_i = (1/2)(2ZeU/M)^{1/2}$ , то энергия иона будет равна

$$ZeU = 2Mv_i^2. \quad (2)$$

Полагая, что  $v_i = (r_{wc} - r_b)/\Delta t$ , получим  $v_i = (9.8 - 2.5)/1.4 \cdot 10^{-6} \approx 5.2 \cdot 10^6$  cm/s. Здесь  $r_{wc}$  и  $r_b$  — радиусы пристеночного коллектора и пучка соответственно. Подставляя это значение в (2), получим, например, для однократно ионизованной молекулы воды  $ZeU \approx 1020$  eV, что приблизительно соответствует падению напряжения на индуктивности коллектора

(около 90 nH), а значит, и разности потенциалов между коллектором пучка и пристеночным коллектором. Разумеется, в потоке ионов присутствуют и другие ионы (от протонов до ионов кислорода), но изучение их масс-спектров и энергетических спектров выходит за рамки настоящей работы.

Необходимо также отметить, что положительный сигнал, наблюдаемый на пристеночном коллекторе, нельзя отождествлять с уходом электронов с него. Визуальное изучение поверхности этого коллектора после несколь-

ких сотен импульсов показало отсутствие на ней следов катодных пятен.

## Заключение

Исследование энергетических характеристик высокоэнергетической электронной пушки с катодным узлом со встроенными в него дуговыми источниками плазмы показало, что эффективность передачи запасенной энергии в энергию пучка падает с увеличением зарядного напряжения генератора высоковольтных импульсов, питающего электронную пушку. Энергия пучка и отношение ее величины к величине энергии, запасенной в генераторе, для случая газонаполненного диода на 10–22% выше, чем для случая вакуумного диода.

Для определения энергии и плотности энергии интенсивного электронного пучка в импульсе следует использовать калориметрические (тепловизионные) измерения. Осциллографические измерения дают значительное (в нашем случае до 2.73 раз) завышение энергии пучка из-за распадного тока коллекторной плазмы, ионы которой уходят в значительном количестве на стенку корпуса пушки. Для количественного уточнения баланса токов и энергии пучка необходимы дальнейшие эксперименты, а также детальное численное моделирование и расчеты.

Предполагается, что высокие значения ионного тока на стенку корпуса пушки обусловлены появлением в пространстве между коллектором и стенкой слоя отрицательного объемного заряда электронов, компенсирующего объемный заряд ионов. Возникновение этого слоя связывается с азимутальным и аксиальным дрейфом электронов, эмитированных с кромки катодного экранного электрода.

## Финансирование работы

Работа финансировалась в рамках государственного задания по программе фундаментальных научных исследований Сибирского отделения РАН „Низкотемпературная газоразрядная плазма и ее применение для решения научных и технологических задач“, проект „Низкотемпературная плазма стационарных и импульсных разрядов в газах и вакууме и ее применение в электрофизических устройствах“, № FWRM-2021-0007.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] L.L. Meisner, V.P. Rotshtein, V.O. Semin, S.N. Meisner, A.B. Markov, E.V. Yakovlev, F.A. D'yachenko, A.A. Neiman, E.Yu. Gudimova. Surf. Coat. Technol., **404**, 12644 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2020.126455>
- [2] S.N. Meisner, E.V. Yakovlev, V.O. Semin, L.L. Meisner, V.P. Rotshtein, A.A. Neiman, F. D'yachenko. Appl. Surf. Sci., **437**, 217 (2018). <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2017.12.107>
- [3] Akira Okada, Yasuhiro Okamoto, Yoshiyuki Uno, Kensuke Uemura. J. Mater. Process. Technol., **214**, 1740 (2014). <http://dx.doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2014.02.028>
- [4] J.W. Murray, J.C. Walker, A.T. Clare. Surf. Coat. Technol., **259**, 465 (2014). <http://dx.doi.org/10.1016/j.surfcoat.2014.10.045>
- [5] Jie Cai, Qingfeng Guan, Xiuli Hou, Zhiping Wang, Jingxin Su, Zhiyong Han. Appl. Surf. Sci., **317**, 360 (2014). <http://dx.doi.org/10.1016/j.apsusc.2014.08.049>
- [6] Yu. Ivanov, W. Matz, V. Rotshtein, R. Günzel, N. Shevchenko. Surf. Coat. Technol., **150**, 188 (2002).
- [7] M.C. Li, S.Z. Hao, H. Wen, R.F. Huang. Appl. Surf. Sci., **303**, 350 (2014). <http://dx.doi.org/10.1016/j.apsusc.2014.03.004>
- [8] Г.Е. Озур, Д.И. Проскуровский. *Источники низкоэнергетических высокоэнергетических электронных пучков с плазменным анодом* (Наука, Новосибирск, 2018), ISBN 978-5-02-038794-2
- [9] П.П. Кизириди, Г.Е. Озур. Письма в ЖТФ, **46** (15), 47 (2020). DOI: 10.21883/JTF.2022.06.52518.316-21 [P.P. Kiziridi, G.E. Ozur. Tech. Phys. Lett., **65** (2), 297 (2020). DOI: 10.1134/S1063784220020097]
- [10] В.И. Петров, П.П. Кизириди, Г.Е. Озур. ЖТФ, **91** (11), 1764 (2021). DOI: 10.21883/JTF.2021.11.51541.80-21
- [11] П.П. Кизириди, А.Б. Марков, Г.Е. Озур, В.П. Фролова. Изв. вузов. Физика, **57** (3/2), 114 (2014).
- [12] А.В. Лазаренко, Е.С. Чебуков, В.И. Энгелько. ЖТФ, **59** (7), 159 (1989).
- [13] С.В. Григорьев, В.Н. Девятков, Н.Н. Коваль, П.В. Москвин, А.Д. Тересов. Труды II Междунар. Крейнделевского семинара „Плазменная эмиссионная электроника“ (Улан-Удэ, 23–30 июня 2009), с. 30–36.
- [14] С.В. Григорьев, П.В. Москвин, А.Д. Тересов. Труды IV Междунар. Крейнделевского семинара „Плазменная эмиссионная электроника“ (Улан-Удэ, 25–30 июня 2012), с. 112–117.
- [15] N.N. Koval, S.V. Grigoriev, V.N. Devyatkov, A.D. Teresov, P.M. Shchanin. IEEE Transactions on Plasma Sci., **37** (10), 1890 (2009).
- [16] М.В. Незлин. *Динамика пучков в плазме* (Энергоатомиздат, М., 1982)
- [17] А.В. Гордеев. Физика плазмы, **32** (9), 847 (2006).
- [18] V.P. Rotshtein, Yu.F. Ivanov, A.B. Markov, D.I. Proskurovsky, K.V. Karlik, K. Oskomov, B.V. Uglov, A.K. Kuleshov, M.V. Novitskaya, S. Dub, Y. Pauleau, I.A. Shulepov. Surf. Coat. Technol., **200**, 6378 (2006).
- [19] А.Б. Марков. Канд. дис. (Институт высокоэнергетической электроники СО РАН, Томск, 2001).
- [20] Э.Н. Абдуллин, Г.П. Баженов. ЖТФ, **51** (9), 1969 (1981).
- [21] Г. Кальман, Б. Розен. УФН, **12** (1), 105 (1932).
- [22] Я. Грошковский. *Техника высокого вакуума* (Мир, М., 1975)
- [23] Б.Г. Менделев, Л.А. Святочевская. ЖТФ, **21** (1), 18 (1951).
- [24] Д.И. Проскуровский, В.Ф. Пучкарев. ЖТФ, **49** (12), 2611 (1979).