Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 6, с. 370 – 377

Компрессия потока убегающих электронов в воздушном зазоре с неоднородным магнитным полем

М. А. Гашков[+], *Н. М. Зубарев*[+*1)], *О. В. Зубарева*[+], *Г. А. Месяц*[+*], *К. А. Шарыпов*[+], *В. Г. Шпак*[+], *С. А. Шунайлов*[+], *М. И. Яландин*[+*]

[+]*Институт электрофизики Уральского отделения РАН, 620016 Екатеринбург, Россия*

[*]*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 15 января 2021 г.
После переработки 30 января 2021 г.
Принята к публикации 4 февраля 2021 г.

Представлены первые результаты исследования компрессии пикосекундного потока убегающих электронов (УЭ) в воздушном электродном промежутке посредством импульсного ведущего магнитного поля, нарастающего вдоль траектории частиц в 10–20 раз. Основной целью являлось увеличение плотности и однородности тока УЭ, генерируемых у кромки трубчатого катода и ускоряющихся в неоднородном электрическом поле до коллектора внутри соленоида. Проведен анализ ограничений на интегральный ток УЭ, возникающих из-за отражения частиц с высокими поперечными скоростями от области сгущения силовых линий магнитного поля (магнитного зеркала). В "оптимальных" условиях (менялась величина магнитного поля, диаметр катода и его положение относительно соленоида) образуется (3–4)-х кратно радиально сжатый трубчатый замагниченный поток УЭ с плотностью тока до 100 А/см^2.

DOI: 10.31857/S1234567821060033

1. Введение. Интерес к исследованиям непрерывного ускорения (убегания) электронов в газе и плазме [1–3], связан с многочисленными проявлениями этого эффекта в природных и лабораторных условиях (см., например, [4–12] и ссылки там). Согласно современным представлениям о потоках убегающих электронов (УЭ) в газоразрядных промежутках, их формирование – это пикосекундный процесс [13], энергия определяется ускорением в динамическом электрическом поле [12–15], а пространственная структура из-за малой длительности представляет собой сравнительно тонкий слой, расширяющийся при движении к аноду [16, 17]. Этот слой неоднороден из-за дискретности центров автоэлектронной эмиссии (АЭЭ) на катоде, порождающих субмиллиметровые плазменные образования в прикатодной области [11, 18]. Если вблизи них электрическое поле (E) превысит критическое для убегания электронов значение (E_{cr}), то тепловые электроны на плазменной границе перейдут в режим убегания, т.е. будут получать от поля больше энергии, чем терять в неупругих столкновениях с молекулами газа. Ввиду хаотической локализации центров АЭЭ, распределение плотности тока УЭ неравномерно, а регистрируемый коллекторами ограниченного размера ток УЭ нестабилен по амплитуде и длительности. Это осложняет применение источников ультракоротких потоков УЭ в задачах [19–21], где требуется стабильность, повышенная плотность и однородность тока на мишени.

Настоящее письмо открывает цикл работ, посвященных компрессии потока УЭ магнитным полем по аналогии с инжекторными и магнитными системами гирорезонансных вакуумных СВЧ приборов (рис. 1a) и процессами в открытых магнитных ловушках – пробкотронах (рис. 1b) [22, 23]. Этот подход, не применявшийся ранее к формированию потока УЭ в газовом промежутке, позволяет существенно увеличить его плотность и однородность.

2. Общие замечания. В прототипе на рис. 1a эмиссия электронов термокатодом в форме пояска происходит в скрещенных (почти ортогональных) электрическом и магнитном полях E и B. Вблизи эмиттера реализуются условия для циклотронных осцилляций электронов с большой орбитой. При движении вдоль линий магнитного поля в сторону увеличения их плотности, в силу адиабатической инвариантности магнитного момента частиц $\mu = mv_\perp^2/(2B)$, их поперечная скорость $v_\perp$ увеличивается (m – масса электрона). Подбором пробочного отношения $K \equiv B_{\max}/B_{\min}$ продольная скорость $v_\parallel$ снижается так, чтобы питч-фактор $g \equiv v_\perp/v_\parallel$ был

1) e-mail: nick@iep.uran.ru

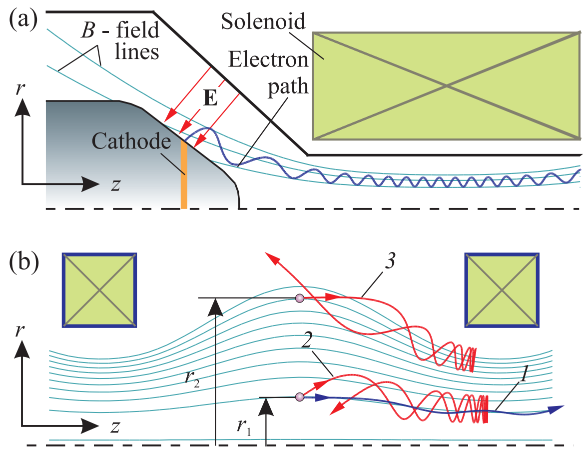

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схема микроволнового генератора – гиротрона – без детализации конструкции резонатора. (b) – Конфигурация плазменной ловушки с магнитными зеркалами. Показаны характерные траектории электронов при разных начальных питч-факторах

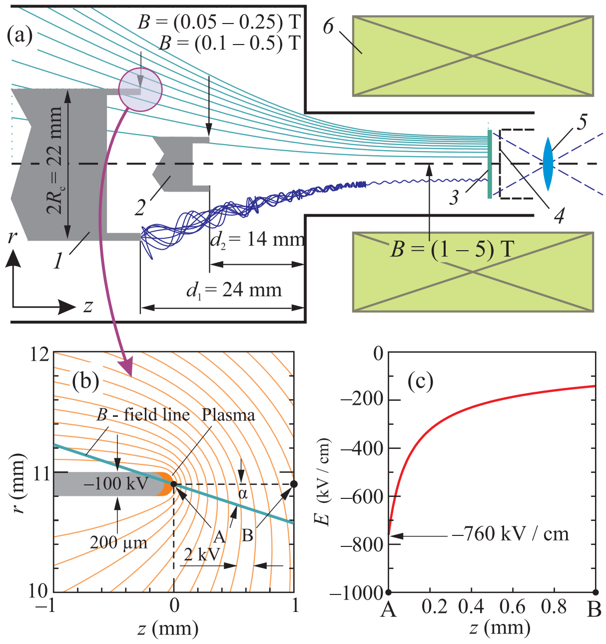

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Схема установки, поясняющая размеры и расположение катодов (варианты *1* и *2*) и элементов диагностики. Для получения изображений использовался люминесцентный экран (*3*). Для регистрации потока УЭ коллекторным датчиком этот экран замещался экраном из алюминиевой фольги, установленным перед коллектором датчика (*4*). Другие обозначения: *5* – объектив фотокамеры; *6* – импульсный соленоид. (b) – Увеличенное изображение кромки катода. (c) – Распределение напряженности электрического поля в окрестности (1 мм) катода с потенциалом −100 кВ

близок к единице на входе в СВЧ резонатор. Тогда аксиальное движение замагниченных электронов сохраняется, и они не отражаются магнитным зеркалом.

В пробочной магнитной ловушке (рис. 1b) присутствуют плазменные электроны с широким спектром энергий и значений g. При заданном K магнитную пробку преодолевают частицы с $(v_\perp/v)^2 < 1/K$ (они, как говорят, попадают в конус потерь). Остальные частицы оказываются запертыми в магнитной ловушке. Например, из модельных (см. [24]) расчетов траекторий электронов видно, что в параксиальной области (r_1) магнитное зеркало отражает частицы с $g > 0.56$ (ср. траектории *1* и *2*). При этом с ростом радиуса "эмиссии" (r_2) движение вдоль силовой линии увеличенной кривизны через зеркало возможно лишь для частиц с $g < 0.025$, а остальные частицы отражаются (траектория *3*).

Применительно к используемой нами экспериментальной конфигурации, показанной на рис. 2a, последний пример демонстрирует критичность прохождения УЭ через магнитное зеркало в зависимости от радиального и аксиального расположения области эмиссии УЭ (ср. размеры катодов и их положения *1* и *2*). Отличие геометрии на рис. 2a от систем на рис. 1 состоит в иной структуре полей E и B у области эмиссии УЭ и, как следствие, ином режиме их ускорения. Ее особенностями являются резкая неоднородность поля E вблизи активной поверхности катода и сравнительно малый угол между направлениями полей E и B. Эти факторы определяют раскачку циклотронных осцилляций частиц после начального этапа интенсивного набора энергии.

Задачами настоящего исследования являются: компрессия потока УЭ по радиусу, приводящая к увеличению плотности и однородности тока на коллекторе, и анализ ограничений на возможность использования трубчатых катодов увеличенного диаметра, обеспечивающих рост тока УЭ за счет увеличения площади их активной поверхности. Эти задачи носят компромиссный характер, так как компрессия не должна сопровождаться отражением значительной части электронов магнитным зеркалом.

3. Априорные оценки. Рассмотрим на уровне оценок, какое влияние окажет магнитное поле на динамику УЭ – какие основные режимы движения УЭ можно выделить в зависимости от величины и ориентации поля B.

На рисунке 2b представлена увеличенная в масштабе кромка тонкостенного трубчатого катода. С точки зрения генерации УЭ, роль эмиссионной кромки играет граница субмиллиметрового полутороидального плазменного слоя, ионизованного инициирующими развитие пробоя автоэмиссионными электронами. Поле E наиболее велико на выступе полутора, ориентированном вдоль направления z (отмеченное штриховой линией направление A–B). При нарастающем (по модулю) напряжении на фронте импульса, здесь раньше всего достигается $E_{\rm cr}$ и начинают убегать электроны. Условия убегания не только в окрестности эмиттера, но и на основном участке зазора, где $E < E_{\rm cr}$, проанализированы в [25, 26] и выполняются для представленных ниже исследований.

Итак, УЭ, стартуя от катода, будут преимущественно двигаться по направлению z ортогонально эквипотенциальным поверхностям. Поле B наклонено относительно этого направления на угол α (см. рис. 2b); в терминах эффекта магнитного зеркала α имеет смысл питч-угла (угла между векторами магнитного поля и скорости частиц). Классифицируем возможные режимы движения УЭ. Введем масштаб h, на котором действующая на электрон электрическая сила eE (e – элементарный заряд) будет доминировать над магнитной $ev_\perp B$. Наличие такой области у катода обусловлено тем, что, во-первых, поле E здесь резко усилено по сравнению с основной частью зазора d (см. рис. 2c) и, во-вторых, УЭ еще не успевают набрать достаточно высокой скорости v. Границу области определим из условия равенства сил:

$$eE \approx evB_{\min}\sin\alpha, \qquad (1)$$

где мы предположили, что $h \ll d$ (в противном случае поток УЭ не будет замагниченным) и, следовательно, можно использовать минимальное значение поля B, относящееся к точке A.

Будем использовать аппроксимацию $\varphi \approx U\sqrt{z/d}$ для распределения потенциала электрического поля в направлении A–B, где U – разность потенциалов между анодом и катодом (см. работы [25–27]). Абсолютное значение напряженности поля находится дифференцированием потенциала: $E \approx U/(2\sqrt{zd})$. В вакуумном приближении (т.е. в пренебрежении потерями энергии в неупругих столкновениях с молекулами газа; о его применимости – ниже), скорость УЭ оценивается из закона сохранения энергии как $v \approx \sqrt{2e\varphi/m}$. Подстановка E и v в условие (1) дает:

$$h^{3/4}d^{1/4}B_{\min}\sin\alpha \approx (mU/8e)^{1/2}. \qquad (2)$$

Оценим h с помощью (2) для положения катода *1*, когда $d = 24$ мм, $\alpha = 20°$, а также можно взять $B_{\min} = 0.25$ Тл и $U = 110$ кВ (см. детали в разделах 4 и 5). Находим $h \approx 1.7$ мм, т.е., действительно, выполнено условие $h \ll d$, и, кроме того, масштаб h значительно превышает радиус эмитирующей УЭ кромки катода (на рис. 2b и c он принят равным 0.1 мм), что позволяет не учитывать эффекты, связанные с конечностью радиуса.

Поток УЭ в области $z \geq h$ можно считать замагниченным; электроны будут двигаться уже вдоль линий магнитного, а не электрического поля. Найдем условие отражения УЭ от магнитного зеркала вблизи коллектора, где магнитное поле максимально, $B = B_{\max}$. Закон сохранения энергии здесь дает $eU = mv_\perp^2/2$, где мы учли, что для запираемой частицы $v_\parallel = 0$. Воспользовавшись законом $\mu \approx \mathrm{const}$ в области $z \geq h$, находим $eU = K \cdot \left(mv_\perp^2/2\right)\big|_{z=h}$. Подставляя сюда поперечную скорость УЭ $v_\perp = v\sin\alpha$ в начальной точке $z = h$, получим искомое условие:

$$mUK^5\sin^4\alpha \geq 8ed^2B_{\max}^2. \qquad (3)$$

Отсюда видно, что эффект магнитного зеркала усиливается с ростом питч-угла и приложенной разности потенциалов. Это связано с тем, что увеличение α и U приводит к росту начальной поперечной скорости УЭ. Кроме того, по очевидным причинам эффект усиливается при увеличении K. Напротив, эффект магнитного зеркала ослабляется при увеличении магнитного поля и ширины зазора. Это обусловлено тем, что рост B и d приводит к уменьшению масштаба h, в котором происходит первичное ускорение УЭ, и, как следствие, к падению $v_\perp$.

На рисунке 3 в параметрической плоскости $\{B_{\max}, \alpha\}$ показана определяемая выражением (3)

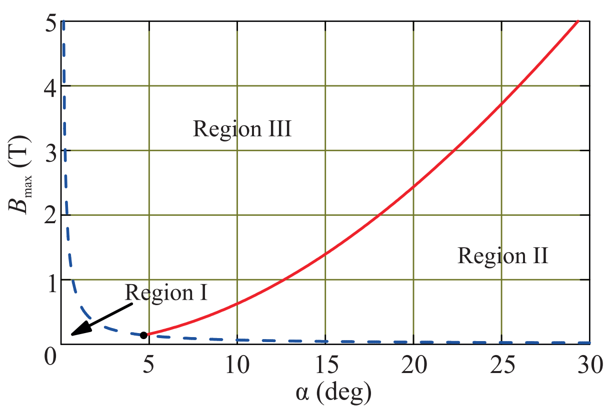

Рис. 3. (Цветной онлайн) В параметрической плоскости $\{B_{\max}, \alpha\}$ показаны области с различной динамикой УЭ. В области I магнитное поле не оказывает существенного влияния на УЭ; в областях II и III поток УЭ является замагниченным, причем в II УЭ отражаются от магнитной пробки, а в III достигают коллектора

граница (сплошная линия) областей, в которых замагниченный поток УЭ проходит, либо отражается от магнитного зеркала (области III и II соответственно). Бралось характерное значение разности потенциалов $U = 110$ кВ (раздел 4); принималось $d = 24$ мм и $K = 20$ (положение катода *1* на рис. 2a). Также на рис. 3 показана граница (штриховая линия) области I, в которой магнитное поле не оказывает существенного влияния на динамику УЭ (т.е. масштаб h, в котором магнитные силы меньше электрических, превышает d). Ее граница $mU \approx 8eB_{\max}^2 d^2 \sin^2\alpha$ находится из (2) заменами $h \to d$ и $B_{\min} \to B_{\max}$ (последнее связано с тем, что поле B на удалении d от катода близко к максимальному в зазоре значению).

Как видно из рис. 3, для $\alpha > 4.7°$ при изменении величины магнитного поля мы последовательно пройдем через три области с различной динамикой УЭ. В слабом поле (область I) поток УЭ не будет замагниченным и УЭ попадут на заземленный анод (т.е. режим изоляции анода магнитным полем не реализуется). При средних значениях поля (II) замагниченный поток будет отражаться от магнитной пробки, не достигая в итоге коллектора. Наконец, в сильном поле (III) поток УЭ попадет в конус потерь и пройдет через магнитное зеркало на коллектор.

Оценим пороговое для прохождения УЭ через магнитное зеркало значение магнитного поля для $\alpha = 20°$ (см. раздел 5). Формула (3) дает: $B_{\max} \approx \approx 2.4$ Тл. Понятно, что это не означает, что при снижении $B_{\max}$ ниже этого значения ток УЭ, регистрируемый на коллекторе, резко упадет до нуля. УЭ могут стартовать с кромки катода (рис. 2b) под самыми разными углами; направление z (или A–B) является лишь преимущественным, в котором будет двигаться большинство УЭ. Так что при заданной геометрии системы питч-углы для УЭ будут распределены в достаточно широком диапазоне с максимумом, соответствующем углу α на рис. 2b. Тогда можно ожидать, что ток УЭ будет достаточно плавно снижаться в околокритической области полей ~ 2.4 Тл. Еще одним фактором, приводящим к размытию границ областей на рис. 3, является то, что в реальной ситуации поток УЭ не будет моноэнергетическим. К дисперсии распределения УЭ приводит нестационарность поля E в зазоре, рассеяние на молекулах газа, взаимодействие с волной ионизации [12–14].

Изменение геометрии зазора, например, увеличение радиуса трубчатого катода при неизменном поле B будет, с одной стороны, способствовать росту тока УЭ за счет увеличения активной площади катода. Однако, с другой стороны, это же приведет к увеличению α и, в силу (3), запиранию части электронов магнитной пробкой. При наличии таких разнонаправленных тенденций следует ожидать немонотонной зависимости тока УЭ от радиуса катода.

В заключение раздела обсудим применимость использованного вакуумного приближения при рассмотрении динамики УЭ. Оценим потери энергии УЭ в неупругих столкновениях с молекулами газа, используя данные [28] для функции потерь энергии $L(\varepsilon) \equiv -(1/n)\mathrm{d}\varepsilon/\mathrm{d}z$ для азота, где ε – кинетическая энергия электрона, n – концентрация газа, в нормальных условиях равная $2.7 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$. Сила трения электрона с энергией ε в газе есть $F(\varepsilon) = = nL(\varepsilon)$. Потери энергии определяются как ее работа: $\Delta\varepsilon \approx \int F(\varepsilon(z))\,\mathrm{d}z$. Рассмотрим начальный участок движения электрона $0 < z < h$, на котором он, двигаясь в сильном электрическом поле практически прямолинейно, быстро набирает энергию. В нулевом приближении, пренебрегая потерями энергии, имеем $\varepsilon(z) \approx e\varphi(z)$. В следующем приближении, используя это соотношение при вычислении силы F вдоль траектории УЭ для положения катода *1*, находим, что в области $0 < z < h$ УЭ теряет ≈ 2 кэВ при том, что $\varepsilon(h) \approx 29$ кэВ. Тогда справедливо неравенство $\Delta\varepsilon \ll \varepsilon$, дающее основание для использования вакуумного приближения при анализе динамики УЭ. Отметим также, что время пересечения электроном рассматриваемой области оценивается как $h\sqrt{8m/9\varepsilon(h)} \approx 22$ пс [26], т.е. оно на порядок меньше характерной длительности импульса напряжения (см. раздел 4). Это позволило нам рассматривать движение УЭ в стационарном электрическом поле.

4. Установка и измерительное оборудование. В эксперименте применялся 5-нс драйвер РАДАН [29] и блок компрессии энергии [30] с обостряющим и срезающим разрядниками. Импульс напряжения $U_{\mathrm{in}}(t)$ подавался к катоду по коаксиальной передающей линии (ПЛ) с волновым сопротивлением ≈ 44 Ом. Он без отражений проходил через изолятор и газовую секцию ПЛ вплоть до кромки катода на конце центрального электрода диаметром 22 мм (положение катода *1* на рис. 2a). В этом случае напряжение на катоде точно определяется методом динамической рефлектометрии [31]. При транспортировке импульса $U_{\mathrm{in}}(t)$ до катода уменьшенного диаметра (положение *2*) возникают искажения. Тем не менее, поскольку хаотический сигнал после короткого импульса $U_{\mathrm{in}}(t)$ спадал за время двойного пробега от датчика до катода (≈ 3.5 нс), то имелась возможность регистрации отраженного от катода сигнала $U_{\mathrm{ref}}(t)$ (рис. 4). Согласно данным [12], напряжение

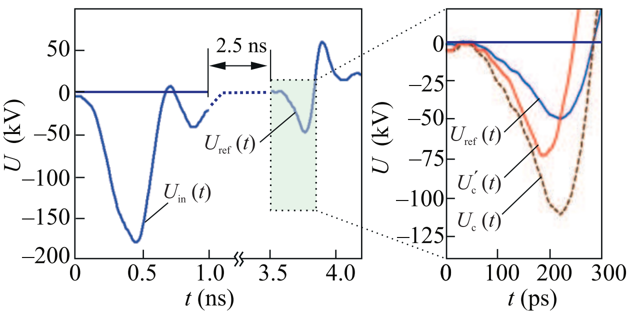

Рис. 4. (Цветной онлайн) $U_{\rm in}(t)$ – исходный импульс высоковольтного генератора с амплитудой -180 кВ; $U_{\rm ref}(t)$ – импульс, отраженный от воздушного зазора с катодом из нержавеющей стали (амплитуда -50 кВ); $U_{\rm c}(t)$ и $U'_{\rm c}(t)$ – импульсы напряжения на катодах из стали и графита с амплитудами -110 и -75 кВ соответственно. Диаметры катодов $2R_{\rm c} = 8$ мм

на катоде составляет $U_{\rm c}(t) \approx 2.2U_{\rm ref}(t)$. Для стального катода диаметром $2R_{\rm c} \approx 8$ мм это дает амплитуду -110 кВ (рис. 4). Когда использовался катод того же диаметра из графита, УЭ эмитировались при меньшем напряжении ($U'_{\rm c}(t)$ на рис. 4) и несколько раньше, что связано с большей шероховатостью поверхности [12, 13, 32].

Импульсный соленоид с индукцией поля до 5 Тл, идентичный использованному в [33], располагался после скачка диаметра анодного электрода 46 $\to$ $\to$ 15 мм (рис. 2а). При малом диаметре катода (положение *2*) конфигурация разрядной камеры примерно соответствовала вакуумным диодам релятивистских СВЧ генераторов [34]. Внутри соленоида в сечении с максимальным магнитным полем $B \approx 5$ Тл посменно устанавливались элементы диагностики потока УЭ.

Ток УЭ регистрировался коллекторным датчиком с конструкцией, описанной в [13]. Коллектор диаметром 10 мм представлял собой торец центрального электрода ступенчатой коаксиальной линии, согласующей 6-омную входную секцию с 50-омным кабельным разъемом типа SMA. Перед коллектором на расстоянии ≈ 1 мм размещался экран из алюминиевой фольги толщиной 15 мкм, прозрачный для электронов с энергией более 40 кэВ [35]. Датчик регистрировал импульсы тока УЭ с фронтами от 20 пс.

Для визуализации поперечной структуры потока УЭ фотографировалось (в режиме открытого затвора) свечение люминесцентного экрана CPG400 с люминофором $Gd_2O_2S:Tb$. Со стороны падающего потока электронов экран был закрыт тонкой черной бумагой, предотвращающей подсветку из объема разрядной камеры. В ряде случаев, при минимальной чувствительности фотокамеры (ISO-100) применялись нейтральные оптические светофильтры, позволявшие выявить зоны наибольшей интенсивности свечения экрана, облучаемого электронами.

5. Поперечная структура и ток замагниченного потока УЭ. Рассмотрим результат компрессии потока УЭ при эмиссии из окрестности кромки стального катода наибольшего диаметра $2R_{\rm c} =$ $= 22$ мм (рис. 2а, положение *1*), для которого характерен большой наклон силовой линии магнитного поля $\alpha \approx 20°$. Так как катод установлен на достаточно большом расстоянии от анодного сужения ($d_1 = 24$ мм) и соленоида, то у его кромки снижено магнитное поле и, как следствие, относительно велико значение пробочного отношения: $K \approx 20$. На поверхности пластичного металла количество микронеоднородностей мало и потому с ростом электрического поля на фронте импульса напряжения на катодной кромке активируется небольшое число центров АЭЭ. В результате структура более чем четырехкратно сжатого по диаметру потока УЭ ($22 \to 5$ мм), показанная на рис. 5 – азимутально неоднородная.

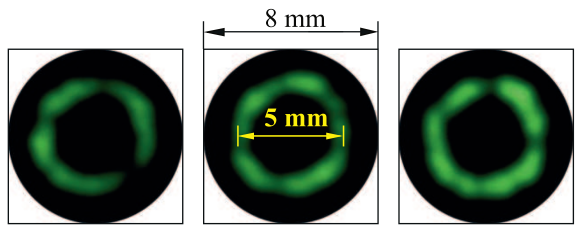

Рис. 5. (Цветной онлайн) Компрессия потока УЭ до среднего диаметра < 5 мм ($B = 5$ Тл в точке регистрации) при эмиссии из окрестности кромки катода с диаметром $2R_{\rm c} = 22$ мм в поле $B = 0.25$ Тл. Свечение люминофора (три включения) показывает азимутальную дискретность потока УЭ

На рисунке 2а показаны траектории электронов, рассчитанные (см. [24]) в вакуумном приближении (о его применимости см. раздел 3). Как видно, из пяти электронов, запущенных под разными углами к оси z с дуги эмитирующего полутора, только один, двигающийся по приоритетному направлению А–В, попадает в конус потерь и, как следствие, проходит через магнитную пробку. Остальные электроны отражаются магнитным зеркалом в области больших магнитных полей аналогично представленным на рис. 1 случаям. Таким образом, потери тока из-за отражения части электронов по пути к коллектору достаточно велики. В результате пик интегрального тока УЭ на коллекторе не превышает 2.4 А (заряд ≈ 0.4 нКл) даже при максимальном реализованном в экспериментах значении магнитного поля $B_{\max} = 5$ Тл (см.

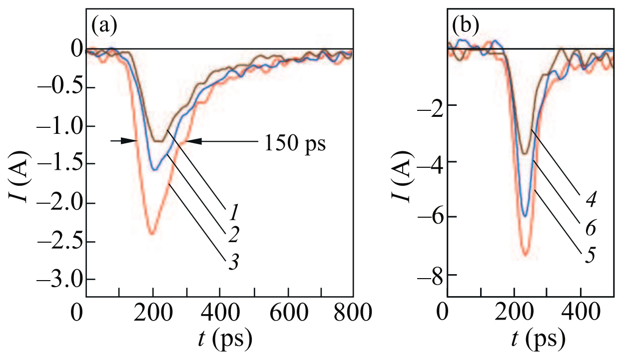

Рис. 6. (Цветной онлайн) (a) – Импульсы тока УЭ с коллекторного датчика для катода диаметром $2R_c$ = 22 мм, соответствующие разным магнитным полям: *1* – $B_{\max}$ = 1 Тл (I = 1.2 А); *2* – $B_{\max}$ = 2 Тл (I = 1.6 А); *3* – $B_{\max}$ = 5 Тл (I = 2.4 А). (b) – Токи сжатого потока УЭ при d_2 = 14 мм и различных диаметрах катода: *4* – $2R_c$ = 4 мм (I = 3.7 А); *5* – $2R_c$ = 8 мм (I = 7.3 А); *6* – $2R_c$ = 12 мм (I = 6.1 А). Магнитное поле составляло 5 Тл в точке регистрации и 0.5 ± 0.02 Тл у кромки различных катодов

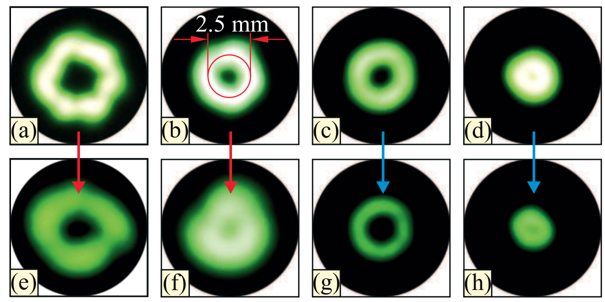

Рис. 7. (Цветной онлайн) Автографы трубчатых потоков УЭ, стартующих в окрестности катодов различного диаметра: (a), (e) – $2R_c$ = 12 мм; (b), (c), (f), (g) – $2R_c$ = 8 мм; (d), (h) – $2R_c$ = 4 мм. Материал катода: (c), (g) – графит; остальное – нержавеющая сталь. Перепад магнитного поля 0.5–5 Тл, кроме (e), (f), где перепад составляет 0.2–2 Тл. В случаях (g), (h) применен нейтральный светофильтр. Диаметр изображений 8 мм

рис. 6a). Импульс тока уширен до ≈ 150 пс на уровне 0.5 амплитуды, а задний фронт затянут, что обусловлено существенным снижением продольной скорости части УЭ с большими питч-факторами. Как следует из наших оценок в разделе 3, при уменьшении поля доля отраженных электронов будет расти, а ток УЭ на коллекторе соответственно, падать. Именно такая картина наблюдалась при снижении $B_{\max}$ до 1 и 2 Тл: амплитуда тока упала до 1.2 и 1.6 А, соответственно (рис. 6a). Таким образом, полученное нами условие (3) отражения УЭ от магнитного зеркала, дающее для $B_{\max}$ порог в ≈ 2.4 Тл (рис. 3), попадающий в экспериментальный диапазон 1–5 Тл, верно описывает наблюдаемую тенденцию.

Из рисунка 7a видно, что азимутальная дискретность сжатого потока УЭ остается выраженной при снижении диаметра катода до 12 мм (положение *1* на рис. 2a с d_2 = 14 мм и $K \approx 10$). Эффект дискретности усиливается (рис. 7e), когда магнитное поле соленоида снижается с 5 и 0.5 Тл до 2 и 0.2 Тл в зоне регистрации и у кромки катода соответственно. Для интерпретации этой тенденции уместна аналогия с эффектом подавления магнитным полем экранировки взрывоэмиссионных центров на кромке катода в вакууме [36]. В нашем случае генерирующие УЭ плазменные образования на катоде оказывают друг на друга экранирующее воздействие, а магнитное поле, достаточно сильное для замагничивания плазмы, будет сдерживать ее поперечное расширение, тем самым снижая эффект экранировки. Тогда с ростом B будет расти число мелких плазменных образований и, как следствие, уменьшаться азимутальный масштаб неоднородности потока УЭ.

Ток и заряд УЭ на коллекторе оказались наибольшими при $2R_c$ = 8 мм и $B_{\max}$ = 5 Тл: 7.3 А и 0.6 нКл соответственно (рис. 6b). В этом случае количество электронов, отраженных магнитным зеркалом, относительно невелико из-за меньшего угла ($\alpha \approx 9^\circ$) наклона силовых линий магнитного поля (ср. с траекторией *1* на рис. 1b) и пониженного по отношению к случаю $2R_c$ = 22 мм перепада поля вдоль траектории частицы: $K \approx 10$ (см. профиль силовых линий поля B на рис. 2a). Плотность тока на коллекторе (до 100 А/см^2) оценивается по автографу (рис. 7b) с учетом площади кольца с наибольшей яркостью свечения люминофора. Его средний диаметр составляет 2.5 мм, а радиальный размер ≈ 1 мм.

В разделе 3 мы указывали, что фактором, ограничивающим точность анализа условий отражения УЭ от магнитного зеркала, является то, что их поток не является моноэнергетическим. Действительно, при максимальном (по модулю) напряжении на катоде в 110 кВ (рис. 4) через алюминиевый фильтр с отсечкой по энергии ≈ 160 кэВ проходила значительная доля (> 50 %) тока УЭ (≈ 4 А); он снижался до ≈ 1 А при отсечке в ≈ 220 кэВ. Из этих данных также следует, что средняя энергия УЭ превышает использованное в расчетах значение eU. Отметим, что согласно (3) $B_{\max} \sim \sqrt{U}$ и рост эффективного (определяемого энергией УЭ) значения U на, например, 50 % приведет к гораздо меньшему, на 22 %, росту $B_{\max}$. В любом случае, с поправкой на все известные нам факторы, точка $B_{\max}$ = 5 Тл и $\alpha \approx 9^\circ$ с запасом попадает в область III на рис. 3, для которой реализуется транспортировка УЭ до коллектора.

В случае $2R_c = 8$ мм, как и в обсуждавшемся выше случае 12 мм, количество областей эмиссии визуально уменьшается при снижении магнитного поля до значений 0.2–2 Тл на участке "катод-коллектор". При этом автограф УЭ становится более размытым (ср. рис. 7b и f), а его ток не превышает 3 А.

При использовании графитового катода ($2R_c = 8$ мм) вследствие значительно большей степени шероховатости его поверхности по сравнению со стальным катодом и потому активизации большего числа центров АЭЭ, поток УЭ оказывается значительно более однородным (ток на коллекторе имел амплитудную стабильность на уровне ± 10 %) – см. рис. 7c. Это становится более явным при фоторегистрации автографа УЭ с использованием плотного нейтрального светофильтра (рис. 7g). Еще одной особенностью графитового катода, также связанной с его высокой шероховатостью, является уменьшение до 75 кВ (по модулю) амплитуды импульса $U'_c(t)$ (рис. 4) из-за более ранней эмиссии инициирующих пробой электронов (см., например, [37] и ссылки там). Это приводит к снижению тока УЭ по сравнению со стальным катодом. Так, в сильном поле B с перепадом 0.5–5 Тл ток УЭ едва достигает 3 А, в то время как для стального катода он составлял, напомним, 7.3 А.

Обратим внимание на немонотонный характер зависимости тока УЭ от диаметра катода – см. рис. 6b. Для стального трубчатого катода с $d_2 = 14$ мм и различными диаметрами $2R_c = 4$, 8, 12 мм амплитуды тока составляли 3.7, 7.3 и 6.1 А соответственно (перепад поля B в 0.5–5 Тл был одинаков для всех трех конфигураций). Уменьшение диаметра и, как следствие, угла α приводит к увеличению плотности тока УЭ за счет уменьшения доли отраженных от магнитного зеркала частиц. Однако при радикальном уменьшении размера катода из-за снижения его активной площади начнет падать интегральный ток. Действительно, для катода с минимальным использовавшимся в экспериментах диаметром 4 мм ток УЭ уменьшается вдвое (с 7.3 до 3.7 А) по сравнению с катодом с $2R_c = 8$ мм, т.е. пропорционально длине кромки $2\pi R_c$. Кольцевая структура потока УЭ такого катода, плохо различимая на исходном автографе рис. 7d, становится отчетливо видна при использовании плотного нейтрального светофильтра (рис. 7h).

6. Заключение. С помощью неоднородного магнитного поля, нарастающего в 10–20 раз от области генерации УЭ вблизи кромки трубчатого катода до коллектора реализована (3–4)-х кратная радиальная компрессия (фокусировка) электронного потока, ускоряемого в атмосферном электродном промежутке. Наибольший интегральный ток УЭ (с плотностью до 100 А/см^2) получен, когда электроны не отражались магнитным зеркалом, т.е., по аналогии с открытыми плазменными ловушками, попадали в конус потерь. Аналитически (рис. 3), на основе численного моделирования траекторий УЭ (рис. 2a) и экспериментально (рис. 6, 7) определены условия реализации такого режима. Возможность формирования потоков УЭ с повышенной плотностью и однородностью открывает перспективы их применения для воздействия на различные мишени в экспериментах по радиационной физике, химии, биологии и пр.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проекты # 19-08-00292 (эксперимент) и 20-08-00172 (теория).

Авторы признательны Кафедре электрофизики УрФУ за возможность использования осциллографа Tektronix DPO73304D. Эксперименты проводились на оборудовании Центра коллективного пользования ИЭФ УрО РАН.

1. H. Dreicer, Phys. Rev. **117**(2), 329 (1960).
2. А. В. Гуревич, ЖЭТФ **39**, 1296 (1960).
3. Ю. Л. Станкевич, В. Г. Калинин, Докл. АН СССР **177**(1), 72 (1967).
4. А. В. Гуревич, К. П. Зыбин, УФН **171**, 1177 (2001).
5. P. Aleynikov and B. N. Breizman, Phys. Rev. Lett. **114**(15), 155001 (2015).
6. Л. П. Бабич, Т. В. Лойко, В. А. Цукерман, УФН **160**(7), 49 (1990).
7. A. V. Gurevich, G. A. Mesyats, K. P. Zybin, M. I. Yalandin, A. G. Reutova, V. G. Shpak, and S. A. Shunailov, Phys. Rev. Lett. **109**(8), 085002 (2012).
8. V. Tarasenko, Plasma Sources Sci. Technol. **29**, 034001 (2020).
9. Д. В. Белоплотов, В. Ф. Тарасенко, В. А. Шкляев, Д. А. Сорокин, Письма в ЖЭТФ **113**(2), 133 (2021).
10. S. Yatom, A. Shlapakovski, L. Beilin, E. Stambulchik, S. Tskhai, and Ya. E. Krasik, Plasma Sources Sci. Technol. **25**(6), 064001 (2016).
11. Н. М. Зубарев, Г. А. Месяц, Письма в ЖЭТФ **113**(4), 256 (2021).
12. N. M. Zubarev, V. Yu. Kozhevnikov, A. V. Kozyrev, G. A. Mesyats, N. S. Semeniuk, K. A. Sharypov, S. A. Shunailov, and M. I. Yalandin, Plasma Sources Sci. Technol. **29**(12), 125008 (2020).
13. G. A. Mesyats, M. I. Yalandin, N. M. Zubarev, A. G. Sadykova, K. A. Sharypov, V. G. Shpak, S. A. Shunailov, M. R. Ulmaskulov, O. V. Zubareva,

A. V. Kozyrev, and N. S. Semeniuk, Appl. Phys. Lett. **116**(6), 063501 (2020).

14. Г. А. Аскарьян, Труды ФИАН **66**, 66 (1973).
15. В. Ю. Кожевников, А. В. Козырев, Н. С. Семенюк, Изв. вузов. Физика **60**(8), 148 (2017).
16. С. Я. Беломытцев, И. В. Романченко, В. В. Рыжов, В. А. Шкляев, Письма в ЖТФ **34**(9), 10 (2008).
17. D. Levko, S. Yatom, V. Vekselman, J. Z. Gleizer, V. T. Gurovich, and Ya. E. Krasik, J. Appl. Phys. **111**(1), 013303 (2012).
18. Г. А. Месяц, Письма в ЖЭТФ **85**(2), 119 (2007).
19. V. I. Solomonov, S. G. Michailov, A. I. Lipchak, V. V. Osipov, V. G. Shpak, S. A. Shunailov, M. I. Yalandin, and M. R. Ulmaskulov, Laser Physics **16**(1), 126 (2006).
20. К. В. Бережной, М. Б. Бочкарев, Г. Л. Даниелян, А. С. Насибов, А. Г. Реутова, С. А. Шунайлов, М. И. Яландин, Квантовая электроника **42**(1), 34 (2012).
21. L. P. Babich, T. V. Loiko, and A. V. Rodigin, IEEE Trans. Plasma Sci. **42**(4), 948 (2014).
22. V. A. Flyagin and G. S. Nusinovich, Proc. IEEE **76**(6), 644 (1988).
23. Г. И. Будкер, В. В. Мирнов, Д. Д. Рютов, Письма в ЖЭТФ **14**(5), 320 (1971).
24. М. А. Тиунов, Б. М. Фомель, В. П. Яковлев, Препринт ИЯФ # 89-159, Новосибирск, 1989.
25. Н. М. Зубарев, Г. А. Месяц, М. И. Яландин, Письма в ЖЭТФ **105**(8), 515 (2017).
26. N. M. Zubarev, M. I. Yalandin, G. A. Mesyats, S. A. Barengolts, A. G. Sadykova, K. A. Sharypov, V. G. Shpak, S. A. Shunailov, and O. V. Zubareva, J. Phys. D: Appl. Phys. **51**(28), 284003 (2018).
27. С. Я. Беломытцев, И. В. Романченко, В. В. Ростов, Изв. вузов. Физика **51**(3), 71 (2008).
28. L. R. Peterson and A. E. S. Green, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **1**(6), 1131 (1968).
29. V. G. Shpak, S. A. Shunailov, M. I. Yalandin, and A. N. Dyadkov, Instrum. Exp. Tech. **36**(1), 106 (1993).
30. M. I. Yalandin, S. K. Lyubutin, M. R. Oulmascoulov, S. N. Rukin, V. G. Shpak, S. A. Shunailov, and B. G. Slovikovsky, IEEE Trans. Plasma Sci. **30**(5), 1700 (2002).
31. K. A. Sharypov, M. R. Ul'masculov, V. G. Shpak, S. A. Shunailov, M. I. Yalandin, G. A. Mesyats, V. V. Rostov, and M. D. Kolomiets, Rev. Sci. Instrum. **85**(12), 125104 (2014).
32. В. А. Шкляев, В. В. Рыжов, Письма в ЖТФ **37**(2), 46 (2011).
33. В. В. Ростов, А. А. Ельчанинов, И. В. Романченко, С. А. Шунайлов, М. Р. Ульмаскулов, К. А. Шарыпов, В. Г. Шпак, С. Н. Рукин, М. И. Яландин, Изв. вузов. Радиофизика **56**(8–9), 525 (2013).
34. N. S. Ginzburg, A. S. Sergeev, I. V. Zotova, Y. V. Novozhilova, N. Y. Peskov, I. V. Konoplev, A. D. R. Phelps, A. W. Cross, S. J. Cooke, P. Aitken, V. G. Shpak, M. I. Yalandin, S. A. Shunailov, and M. R. Ulmaskulov, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **393**(1–3), 352 (1997).
35. В. Ф. Баранов, *Дозиметрия электронного излучения*, Атомиздат, М. (1974).
36. С. Я. Беломытцев, С. Д. Коровин, Г. А. Месяц, Письма в ЖТФ **6**(18), 1089 (1980).
37. С. Д. Коровин, Е. А. Литвинов, Г. А. Месяц, А. М. Мурзакаев, В. В. Ростов, В. Г. Шпак, С. А. Шунайлов, М. И. Яландин, Письма в ЖТФ **30**(19), 30 (2004).