

04;10;12

Широкоапертурный сильноточный электронный пучок в разряде с катодной плазмой и повышенным давлением

© А.Р. Сорокин

Институт физики полупроводников СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: ars@isp.nsc.ru

(Поступило в Редакцию 8 октября 2007 г. В окончательной редакции 24 июля 2008 г.)

Продолжены исследования разряда с катодной плазмой в полости (шириной 0.5 или 1.5 mm), одна из стенок которой выполнена в виде диэлектрической пластины с отверстием D . Подробно проанализированы особенности такого разряда в сравнении с обычным высоковольтным разрядом с полым катодом. За счет снижения эмиссии электронов из катодной плазмы повышается устойчивость разряда по отношению к его переходу в низковольтную форму, что позволяет получать пучки электронов при повышенных давлениях газа. Такой пучок, сформированный у входа в полость, использован как вспомогательный, который, распространяясь над остальной плоской поверхностью катода, дополнительно ионизует газ, и ток пучка основного разряда на анод возрастает (сильноточный режим). Получены широкоапертурные ($D = 22$ mm) пучки длительностью $\sim 1 \mu\text{s}$ с током на порядок величины большим, чем полный ток эквивалентного аномального разряда. Область исследованных давлений гелия — до 20 Torr, а напряжений — 1–20 kV.

PACS: 52.80.Hc

Введение

В источниках электронных пучков (ЭП) на тлеющем разряде область сильного поля, где ускоряются электроны пучка, примыкает к поверхности, эмитирующей электроны. В зависимости от того, является ли эмиттером поверхность катода или плазменная граница, различают разряды и источники на их основе с анодной или с катодной плазмой [1]. Плазма в таких разрядах образуется там, где отсутствует или в процессе развития разряда снижается сильное поле, например, в прианодной области или в объеме полого катода. Используются и более сложные системы [1,2].

В разряде с анодной плазмой плазма служит источником ионов, бомбардирующих катод совместно с потоком быстрых атомов, возникающих в цепочке процессов перезарядки каждого иона, пересекающего прикатодную область с сильным электрическим полем. Число электронов γ , выбитых с катода и приходящихся на один ион, попадающий на катод, есть обобщенный коэффициент эмиссии $\gamma = \gamma_i + \sum \gamma_a$ (γ_i, γ_a — коэффициенты эмиссии от удара катода отдельными ионом и атомом). В технологических источниках ЭП с анодной плазмой ток пучка j_{EB} обычно составляет $\eta = 0.7-0.8$ от полного тока j [2]:

$$\eta = j_{EB}/j \approx \gamma(\gamma + 1)^{-1}. \quad (1)$$

Параметр η тождествен энергетическому КПД источника, при условии, что приложенное и ускоряющее электроны пучка напряжения совпадают. Для технологических источников с анодной плазмой это условие, как правило, выполняется.

Если анод с отверстием или сетчатый, а среднее электрическое поле в разрядном промежутке достаточно для непрерывного ускорения (убегания) электронов, то

анодная плазма начинает формироваться в ослабленном поле, провисшем в отверстии, где электроны, рожденные в нем, не приобретают слишком высокой энергии и поэтому эффективно ионизуют газ. Если при этом внутри разрядного промежутка d достаточно места для размещения там области катодного падения потенциала (КПП), то после формирования КПП разряд практически не отличается от традиционного аномального разряда. Если первоначальное среднее поле не столь велико, то плазма начинает формироваться во всем разрядном промежутке с последующим ее вытеснением из возникающей области КПП. Это справедливо для формирования аномального разряда с достаточно высоким полем в области КПП, когда ионизация в нем практически отсутствует, в отличие, например, от нормального тлеющего разряда, в области КПП которого реализуются наилучшие условия для ионизации.

Для фиксированных значений напряжения питания U и давления p среди различных форм тлеющего разряда (исключая особую форму тлеющего разряда с полым катодом) в аномальном разряде с условием $U \approx U_{cf}$ (U_{cf} — величина КПП) достигаются наибольшие токи j_{EB} и $j = j_{AD}$. Для гелия [3]:

$$j_{AD} = 2.5 \cdot 10^{-12} (U_{cf})^3 (p_{He})^2. \quad (2)$$

Размерности в формуле: $[j_{AD}]$ — A/cm², $[U_{cf}]$ — V, $[p_{He}]$ — Torr.

В высоковольтном разряде с полым катодом (рабочее давление до $p \sim 1$ Torr) область сильного, ускоряющего электроны пучка поля примыкает ко входу в катодную металлическую полость. Коэффициент γ_p эмиссии электронов из катодной плазмы (количество эмитированных плазмой электронов приходящихся на один ион, поступающий в полость), на которой обычно

$U_p = 100\text{--}400\text{ В}$ [1], может существенно превышать коэффициент эмиссии γ в аномальном разряде. Тогда ток разряда j становится больше тока j_{AD} эквивалентного (значения U , p — фиксированы) аномального разряда (везде ниже в оценках под j_{AD} будем понимать полный ток эквивалентного аномального разряда). Более того, в этом случае ток j_{EB} в разряде с полым катодом может, например, на порядок превысить ток j_{AD} , т.е. $\alpha = j_{EB}/j_{AD} > 1$ (ясно, что в самом аномальном разряде ток его пучка всегда меньше j_{AD}).

Электронный пучок с $\alpha > 1$ (назовем его сильноточным) представляет интерес для технологических применений и, например, для возбуждения лазерных сред, требующих высокого уровня накачки. Однако в разряде с полым катодом с увеличением апертуры разряда D , давления p или напряжения питания U разряд становится неустойчивым. Формируется положительный столб с распространением его на всю область между катодом и анодом, и разряд переходит в низковольтную форму с ростом тока на порядки и с исчезновением ЭП. Например, в режиме с $\alpha > 1$ высоковольтная форма разряда для $p \sim 0.01\text{ Торр}$ сохраняется, если $D < 1\text{ см}$ [4]. Разряд с полым катодом обладает большой склонностью к переходу в низковольтный режим, и в настоящее время для источников ЭП стал ограниченно использоваться и исследоваться в высоковольтной форме [2]. Рабочее давление можно повысить, уменьшив D , а для увеличения полной апертуры пучка применить секционирование разряда. Так, в [5] использовалась коаксиальная конструкция источника. Сетчатый анод (диаметром 48 mm) располагался с зазором $d = 1\text{ мм}$ относительно ряда катодных полостей (их количество определяло суммарную апертуру пучка), разделенных стенками полостей из фольги толщиной 0.1 mm, с $D = 0.5\text{ мм}$. Это позволило для $p_{\text{He}} \approx 8\text{ Торр}$, $U \approx 2\text{ кВ}$ получить пучок малой длительности $t_{EB} < 10\text{ нс}$ с $j_{EB} \sim 1\text{ кА/см}^2$, а $j_{EB}/j_{AD} \sim 10^3$. Хотя в зазоре d разряд был однородным, в области дрейфа ЭП за сетчатым анодом в результате эффектов самофокусировки электронов пучка однородность возбуждения газа нарушалась — появлялись отдельные яркие образования различной формы. Для больших значений p , U или t_{EB} нарушалась однородность и в d .

Все перечисленные причины, ограничивающие предельные параметры источников на разряде с полым катодом, связаны с формированием слишком плотной катодной плазмы в металлической полости и, как следствие, с высокой эмиссией электронов из нее.

В другом типе источников, постоянно совершенствующихся [6–9], в которых α может быть > 1 , катодную плазму, служащую эмиттером для электронов пучка, формируют с помощью отдельного низковольтного разряда, в том числе в низковольтном разряде с полым катодом. Все они низкого давления: с широкоапертурным пучком — до $p \sim 0.01\text{ Торр}$ [6–8] (параметр η в [6] достигал значения 0.94), а с пучком малой апертуры — до $p \sim 0.1\text{ Торр}$ [9]. В этих источниках электроны пучка извлекают из катодной плазмы и ускоряют отдельным

несамостоятельным высоковольтным разрядом. Ускоряющий промежуток d выбирают достаточно большим, чтобы предотвратить вакуумный пробой, и в то же время достаточно малым — меньшим, чем l_{cf} (l_{cf} — длина области КПП), чтобы не развился самостоятельный разряд с ионизационным размножением зарядов. Для аномального разряда в гелии

$$p_{\text{He}} l_{cf} = 0.48\text{ Торр} \cdot \text{см}. \quad (3)$$

В [10] была сформулирована, а в [11] — реализована идея повышения рабочего давления газа за счет относительного понижения плотности катодной плазмы путем замены одной из стенок катодной полости диэлектрической пластиной. Предложенная модификация разряда может использоваться в различных устройствах. В [11] рассматривается его применение в источниках ЭП. Там же реализован широкоапертурный электронный пучок с $\alpha > 1$ в разряде повышенного давления. В предлагаемой работе продолжены исследования широкоапертурного разряда с рядом уточнений и пояснений.

1. Свойства разряда с полым катодом

Рассмотрим качественно те свойства традиционного разряда с полым катодом, от которых зависит работа источников ЭП на его основе.

Разряд с полым катодом может наблюдаться в двух устойчивых формах, имеющих некоторое сходство по величине напряжения горения разряда ($\sim 100\text{ В}$ и более) с формами тлеющего разряда: высоковольтной и низковольтной. В зависимости от условий ток j разряда в высоковольтной форме, которая непосредственно используется для получения ЭП, может быть как меньше, так и больше тока j_{AD} . При низком давлении, граница которого определяется геометрическими размерами катодной полости, и расстояния между торцом катодной полости и анодом $d < l_{cf}$ существует только слаботочная высоковольтная форма ($j < j_{AD}$), ограниченная величиной наибольшего напряжения питания, при которой происходит переход разряда типа тлеющего в дуговую форму с напряжением горения в десятки вольт. Если повышать давление, то вследствие роста эмиссии электронов из катодной плазмы одновременно растут токи, и появляется другая неустойчивость разряда. Высоковольтная форма разряда может перейти в низковольтную с напряжением горения в несколько сот вольт и с увеличением тока на порядки. Если в этих условиях ограничить ток разряда включением балластного сопротивления, то высоковольтную форму можно сохранить при повышенных значениях давления и тока, что и используется в технологических источниках. Величину балластного сопротивления приходится брать достаточно большой, что все же полностью не устраняет неустойчивости разряда, но вносит энергетические потери в работу источника. Этот недостаток является основным для подобных устройств. Высоковольтная форма используется непосредственно для получения электронных

пучков в диапазоне давлений до ~ 1 Торг и с наибольшим напряжением питания, снижающегося с ростом давления с сотен до единиц киловольт, а низковольтная — для формирования большой плотности тока разряда (без ЭП) до давлений в десятки Торг. Высоковольтную форму разряда получают в двух различающихся конструкциях.

В классическом варианте высоковольтного разряда с полым катодом катодная полость с торца полностью открыта, т.е. расстояние между ее стенками δ соответствует размеру выходного отверстия D , а $\delta < 2l_{cf}$ или $\beta = (2l_{cf}/\delta) > 1$ (между стенками полости недостаточно места для размещения там областей КПП). Пример из [12] характеристик такого устройства, предназначенного для возбуждения лазеров: цилиндрическая катодная полость открыта с двух торцов — $D = \delta = 4.7$ mm, глубина катодной полости (длина цилиндрической полости) — $h \approx 60$ mm. Расположение анода относительно торца полости произвольно, но за пределами области катодного темного пространства перед торцом полости, т.е. с условием аномального разряда между торцом катода и анодом. Наибольшее рабочее давление $p_{He} = 1.4$ Торг с граничным напряжением питания 8.9 kV и током 0.125 A ($\alpha < 1$). Для больших p или U разряд переходит в низковольтную форму, а положительный столб разряда распространяется на всю область между анодом и катодом с внедрением в объем самой катодной полости.

В других устройствах катодная полость с рабочего торца частично прикрыта, и выходное отверстие занимает лишь часть сечения полости, т.е. $D < \delta$. Обсудим подробнее характеристики такого устройства [4], работающего в непрерывном режиме. Использовалась цилиндрическая катодная полость $\delta = 2.86$ cm, $h = 3.81$ cm со сплошными боковой поверхностью и дном, с рабочим торцом в виде плоской пластины с отверстием $D = 0.79$ cm (площади: отверстия — $S = 0.5$ cm², оставшейся сплошной части пластины — $S_f = 5.9$ cm²). Катод окружен экраном под потенциалом заземленного анода с таким зазором относительно боковой поверхности и дна цилиндра катода с полостью, чтобы исключить электрический пробой и разряд в зазоре (условия в зазоре соответствуют левой ветви кривой Пашена). Для относительно устойчивой работы устройства было необходимо включать балластное сопротивление значительной величины, что все же не исключало появления неустойчивости; стабилизировать давление газа; размещать хотя бы часть находящихся под потенциалом земли деталей — металлические стены, держатели, мишень — так, чтобы обеспечить условия аномального разряда между торцом катода и анодом, роль которого выполняли заземленные металлические детали устройства. Разряд происходит в аргоне, для которого формулы (2), (3) выглядят следующим образом

$$j_{AD} = 3.37 \cdot 10^{-9} (U_{cf})^{2.34} (p_{Ar})^2, \quad (4)$$

$$p_{Ar} l_{cf} = 0.122 \text{ Торг} \cdot \text{cm}. \quad (5)$$

Подобные формулы, полученные в [13] экстраполяцией данных опытов с различными газами, были неоднократно подтверждены в работах других авторов, в частности в [3,10].

Для наибольшего рабочего давления $p_{Ar} = 10^{-2}$ Торг и $U = 18$ kV ток составил $I = 0.06$ A (или для типичного КПД устройства — 0.7); $j_{EB} = \text{КПД} \cdot I/S = 0.084$ A/cm². Ток на сплошную, не экранированную, часть рабочего торца катодной полости $j = (1 - \text{КПД}) \cdot I/S_f = 0.003$ A/cm², что совпадает с j_{AD} , вычисленным по формуле (4). Условие в катодной полости соответствовало отсутствию в ней катодного падения потенциала: по (5) — $l_{cf} = 12.2 \gg \delta/2 = 1.43$ cm ($\beta = 8.5$). Ток пучка в 28 раз превышал ток j_{AD} (оценен по сечению S пучка), что свидетельствует о значительном превышении γ_p над γ . Максимальные потери напряжения на плазме в катодной полости $U_p = 400$ V от $U = 18$ kV питания составят всего 0.02. Если не было бы сопутствующих бесполезных потерь вследствие краевых эффектов с появлением аномального разряда между торцом катода и анодом, потерь на балластном сопротивлении и на взаимодействии пучка с газом за время его пролета до мишени, эффективность составила величину, близкую к единице — 0.98, вместо практического КПД = 0.7. Этот недостаток, а также основной недостаток — сохраняющаяся неустойчивость разряда по отношению к его переходу в низковольтную форму, в конечном счете привели к ограниченному использованию подобных устройств и к их замене, другими более сложными по конструкции.

В описанном устройстве катодная плазма достаточной плотности образуется за счет эффективной ионизации газа электронами, стартующими со стенки цилиндрической полости и осциллирующими по ее радиусам. Если в этом устройстве уменьшить h так, что h станет $\ll \delta$, то плазма в полости будет формироваться за счет осцилляции электронов между дном полости и торцевой пластиной с отверстием D . Если дополнительно взять, например, $D \gg 2l_{cf}$, то у входа в полость по периметру отверстия D появится область с сильным полем и сформируется вспомогательный электронный пучок — ЭП1, распространяющийся над поверхностью открытой части катода (отверстием D). Пучок ЭП1 вызовет дополнительную ионизацию газа у открытой поверхности катода и приведет к росту тока основного ЭП (со дна катода на анод), электроны которого будут ускоряться в области катодного падения потенциала у дна катода. Фактически такая катодная полость будет соответствовать традиционной, если переобозначить h на δ , а δ — на h (такое преобразование использовано для исследуемых в настоящей работе устройств), с формированием электронного пучка — ЭП1, но основной недостаток такого устройства в целом останется, хотя апертуру основного пучка и давление, по-видимому (требует проверки), можно увеличить.

Обратим внимание на следующий весьма важный вопрос: почему в условиях, когда $\beta > 1$ и даже $\beta = 8.5 \gg 1$

(как в разобранным случае), в катодной полости может формироваться плазма высокой плотности, инициирующая переход разряда в низковольтную форму? Выше оценка l_{cf} проведена по формуле (5), справедливой для аномального разряда. В нем должна реализовываться наименьшая среди известных форм тлеющего разряда длина l_{cf} . Однако известно, что переход разряда в низковольтную форму с возрастанием тока на порядки (эффект полого катода) происходит одновременно с внедрением положительного столба разряда в катодную полость, т.е. когда в ней формируется КПП, и следовательно, β становится меньше единицы. Отсюда можно заключить, что l_{cf} в полости становится меньше, чем в аномальном разряде.

В известных публикациях по источникам ЭП на разряде с полым катодом отсутствуют важные сведения о длине l_{cf} в полости после перехода разряда в низковольтную форму. В то же время, эти сведения можно извлечь из давно опубликованных работ Бондаренко. В них проведен масс-энергетический анализ положительных ионов, ускоренных в КПП и выводимых через небольшое отверстие в катоде в виде так называемых канальных лучей. Опыты проводились с различными газами и формами тлеющего разряда — в нормальном, аномальном и в разряде с полым катодом в низковольтной форме. В отличие, например, от аномального разряда, в котором энергия ионов составляла $0.1-0.2U_{cf}$ [14], в разряде с полым катодом в низковольтной форме энергия ионов — $0.8-1U_{cf}$ [15]. Отсюда следует, что при пересечении ионом области КПП внутри катодной полости ион не претерпевает перезарядок и, следовательно, там устанавливается $l_{cf} \sim \lambda_{ce}$ — длине перезарядки ионов, что на порядок меньше

$$p_{Ar}\lambda_{ce} \approx 9 \cdot 10^3 \text{ Торг} \cdot \text{см}, \quad (6)$$

чем дает формула (5). Очевидно, это связано с высокой степенью ионизации газа осциллирующими в катодной полости электронами. Поэтому, например, когда по формуле (5) $\beta = 8.5$, неустойчивость сохраняется.

Можно предположить, что в высоковольтной форме разряда сформированного катодного падения потенциала в катодной полости нет (иначе положительный столб внедрился бы в полость), но с ростом значений p или U плотность плазмы и эмиссия электронов из нее растут, и сильное, ускоряющее электроны поле не в состоянии удержаться перед входом в полость. В результате разряд скачком переходит в низковольтную форму с формированием $l_{cf} \sim \lambda_{ce}$, когда с этим значением l_{cf} параметр β (отметим его штрихом) станет $\beta' = 0.7 < 1$. Для сохранения условия $\beta' > 1$ апертуру пучка придется уменьшить, что скажется также на уменьшении эмиссии электронов и, следовательно, тока разряда. Ниже в оценках границ существования высоковольтного разряда будем использовать параметр β , вычисленный для l_{cf} в полости по формулам типа (3), (5). Можно предположить, что вероятность перехода разряда в низковольтную форму появляется, когда эмиссия электронов из катодной плазмы обеспечивает ток, превышающий ток j_{AD} .

Отметим, что эмиссия электронов из катодной плазмы зависит не только от ее плотности, но и от размера отверстия D и может снижаться с уменьшением D .

Исследуемый в настоящей работе разряд позволяет преодолеть основной недостаток рассмотренных устройств — скачкообразную неустойчивость разряда по отношению к его переходу в низковольтную форму, и тем самым на порядки повысить величину рабочего давления. Это достигается относительным понижением плотности плазмы в катодной полости путем замены одной из стенок полости диэлектрической пластиной, что ограничивает ток, формирующий эту плазму и эмиссию электронов из нее. Формирование перед входом в катодную полость вспомогательного электронного пучка, который распространяется над поверхностью открытой части катода, позволил получать широкоапертурные электронные пучки с $\alpha > 1$.

Следует отметить, что процессы, происходящие в полости с металлическими стенками в условиях отбора из нее эмиссионных электронов, достаточно сложны и удовлетворительные расчеты этих процессов отсутствуют. Еще в большей степени они усложняются в условиях замены одной из стенок металлической полости диэлектрической пластиной, поскольку потенциал диэлектрической стенки может не совпадать и изменяться во времени относительно потенциала металлической стенки. Особенности и свойства разряда с такой полостью можно установить только в эксперименте.

2. Широкоапертурный электронный пучок

1. Отметим ряд особенностей измерений и проведения опытов.

Использовался разряд со слабой прокачкой гелия или гелия с примесью 1% O_2 . В последнем случае устойчивость разряда по отношению к искрообразованию выше, что благоприятно для тренировки разрядом вновь собранной разрядной ячейки. В описываемых ниже условиях опытов параметры разряда в гелии или в гелии с примесью O_2 практически совпадали. Также сохранялась устойчивость разряда. Поэтому везде ниже эти различия отмечаться не будут, а давление в обоих случаях будет обозначаться как p . Для исключения флуктуаций момента загорания разряда после подачи импульса напряжения частоту следования импульсов требовалось поддерживать выше 100 Hz. При этой частоте ячейка быстро перегревалась (ее принудительное охлаждение не было предусмотрено), и параметры разряда начинали меняться, в частности, вследствие газовой выделения из элементов конструкции ячейки (цвет разряда менялся). Измерения проводились до перегрева ячейки.

Для определения тока ЭП часть его — j_c — извлекалась через сетчатый анод, характеризующийся прозрачностью μ , и регистрировалась коллектором, расположенным в области дрейфа ЭП за анодом на расстоянии L_d от него, так что полный ток ЭП составлял $j_{EB} = j_c/\mu$, а

параметр $\eta = j_c(j\mu)^{-1}$. Во всех опытах для регистрации полного тока j анод и коллектор, электрически соединенные накоротко между собой, подсоединялись к измерительному сопротивлению малой величины, заземленному другим концом. Измерения j_c проводились с тем же сопротивлением, но с заземленным накоротко анодом. Определенным таким образом ток ЭП может быть только занижен, поскольку, например, коллектором не регистрируются электроны пучка, заторможенные в области дрейфа и электроны, отраженные от коллектора, — на коллекторе всегда присутствует отрицательное смещение относительно анода.

Во многих ранее опубликованных работах измерения в разряде с сетчатым анодом (открытый разряд) основаны на регистрациях анодного j_a и коллекторного j_c токов с отдельных сопротивлений. В таких условиях из-за разных и меняющихся во времени падений напряжения на измерительных сопротивлениях потенциалы анодной сетки и коллектора не совпадают. В процессе разряда идет выравнивание этих потенциалов, и в измеряемые токи дополнительно включаются потоки зарядов, возникших в результате ионизации газа пучком в области дрейфа. Наибольшие искажения измерений возникают, если реальный ток j_{EB} мал по сравнению с j_a . Ток j_a получается заниженным, а j_c и соответственно j_{EB} и η — завышенными (в области дрейфа дополнительный ток направлен от коллектора к аноду). В таких измерениях ток коллектора может присутствовать, даже когда пучок вовсе не достигает коллектора. В приведенном на рис. 1 примере в момент, отмеченный вертикальной линией, измеренные двумя способами токи j_c различаются в 3.5 раза.

Для определения параметра α ток j_{AD} эквивалентного anomального разряда оценивался по формуле (2) с заменой U_{cf} на U , что не учитывает падения напряжения на положительном столбе разряда, которое может быть значительным, если $l_{cf} \ll d$.

На рис. 2 для сравнения приведен пример осциллограмм anomального разряда для $p = 50$ Торг (ячейка без катодной полости: $D = 22$ мм, $d = 7.4$ мм, $L_d = 5$ мм, $\mu = 0.64$), когда по (3) $l_{cf} = 0.1$ мм. Ток $j = 58$ А/см²

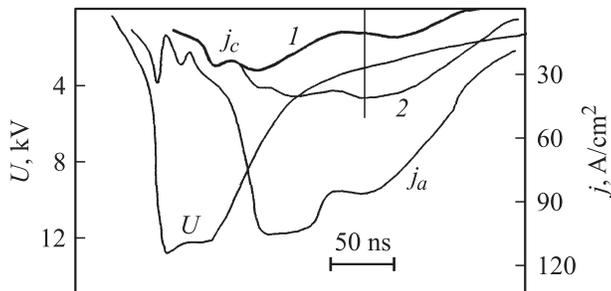


Рис. 1. Осциллограммы разряда, иллюстрирующие измерения тока коллектора j_c в условиях: 1 — анод заземлен; 2 — анод подключен к измерительному сопротивлению анодного тока. Ячейка с катодной полостью $\delta = 0.5$ мм и узкой щелью в диэлектрике 1×50 мм, $p = 6.2$ Торг, измерительные сопротивления по 0.38 Ом.

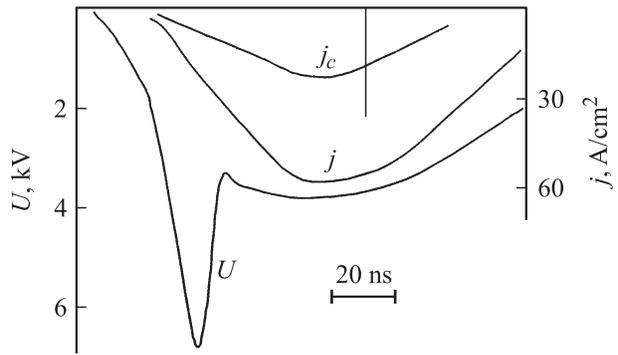


Рис. 2. Осциллограммы anomального разряда, $p = 50$ Торг.

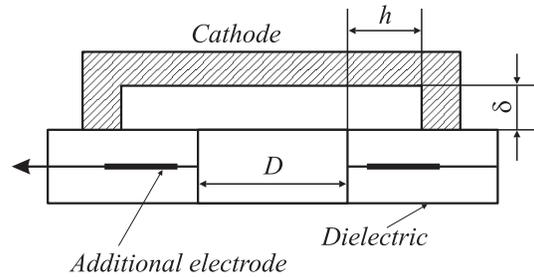


Рис. 3. Катодный узел ячейки № 1.

достигается при $U = 3.8$ кВ. Согласно (2), полагая $j_{AD} = j$, получим $U_{cf} = 2.1$ кВ, т.е. на анодной плазме падает 1.7 кВ. В соответствии с осциллограммами параметр $\eta = 0.63$ в максимуме j_c . По расчету $\eta_c = 0.69$ без учета заторможенной части электронов пучка за счет их взаимодействия с газом, а с учетом — $\eta_c = 0.67$, что хорошо совпадает с экспериментом. Подробности подобных оценок содержатся в [10]. Заметим, если для приведенных осциллограмм оценить параметр α с j_{AD} по формуле (2) и с заменой U_{cf} на $U = 3.8$ кВ, получим $\alpha = 0.27$. Для сравнения в ячейке с катодной полостью, узкой щелью в диэлектрике и $p = 50$ Торг — $\alpha = 1.5$ [11].

2. Влияние катодной плазмы на разряд исследовалось в широкоапертурной ячейке № 1 (рис. 3). Плоский дюраlevый катод с выемкой $\delta = 0.5$ мм диаметром 30 мм прикрывался диэлектрической пластиной (кварц) с отверстием $D = 22$ мм. Так, сформированная катодная полость имела ширину $\delta = 0.5$ мм и глубину $h = 4$ мм. В отличие от ячейки, использованной в [11], диэлектрическая пластина толщиной 6 мм состояла из двух частей, между которыми клеивался дополнительный электрод в виде кольца из фольги и с внешним и внутренним диаметром соответственно 32 и 26 мм с отдельным электрическим выводом. Для извлечения части тока j_c пучка, регистрируемой коллектором, использовался сетчатый анод с прозрачностью $\mu = 0.56$, расположенный на расстоянии $d = 11.7$ мм от поверхности дна катода. Отверстия в сетке — 0.5 мм. Коллектор размещался на расстоянии $L_d = 4.2$ мм (область дрейфа ЭП) от сетки.

Размер отверстия D определял апертуру основного ЭП в сторону анода.

Осциллограммы на рис. 4, *a* получены в условиях, когда дополнительный электрод (ДЭ) был подсоединен к заземленному аноду через сопротивление $R_{BD} = 9.9\Omega$, с которого регистрировался ток j_{BD} барьерного разряда. Для небольших давлений, таких как в [11] и на рис. 4, *a* ($p = 3.6$ Торг) могла наблюдаться двухимпульсная структура. При небольшом напряжении питания на осциллограмме j наблюдался только один импульс, отмеченный как j_1 . Если увеличивать напряжение питания, подаваемого на ячейку, в катодной полости появлялась видимая глазом светящаяся плазма, а на осциллограмме j одновременно регистрировался импульс j_2 со все уменьшающейся задержкой относительно начала разряда, вплоть до слияния импульсов j_1, j_2 . Параметр $\alpha = j_{EB}/j_{AD}$ в момент, отмеченный вертикальной линией на рис. 4, *a*, достигал значения 12.5 ($U \approx 2.5$ кВ, $\eta = 0.64$). С появ-

лением плазмы в катодной полости у входа в полость формируются сильное поле и вспомогательный пучок ЭП1, который распространяется над открытой поверхностью катода с отверстием D , дополнительно ионизует газ, и токи j_c, j оказываются выше, чем в аномальном разряде. Для $p < 2.2$ Торг плазма в полости и импульс j_2 отсутствовали. Регистрировался только импульс j_1 .

Возникает вопрос о распределении плотности тока поперек основного ЭП, которое должно зависеть от параметров вспомогательного пучка — ЭП1. Если, к примеру, ЭП1 отсутствует, то на параметры разряда плазма в катодной полости может оказывать влияние лишь у входа в полость по периметру отверстия D . В таком случае переход к узкой протяженной щели в диэлектрике должен сопровождаться значительным увеличением параметра α . Например, при переходе от ячейки, описанной выше конструкции, к ячейке со щелью 50×1 мм параметр α должен возрасти в 11 раз. Однако, как следует из осциллограмм в [11], для давления в несколько Торг, параметр α в подобных двух случаях практически не менялся. Аналогичный результат был получен для ячейки со щелью 50×4 мм, когда параметр α должен был возрасти в 4 раза. Эти опыты свидетельствуют о наличии пучков ЭП1, но полностью не решают вопрос о степени однородности основного ЭП. Все приводимые параметры токов получены путем усреднения по полным сечениям разрядов. Для лучшей однородности пучок ЭП1, по крайней мере, должен преодолевать расстояние L в $0.5D$. Определить длину пробега электронов с энергией $eU_e = 100-10^4$ eV можно по формуле из [10]

$$p_{He}L = 6.5 \cdot 10^{-4} (eU_e)^{1.54}, \quad (7)$$

а оценить длину пробега для рассматриваемых условий можно путем замены U_e на U .

Рассмотрим влияние места подключения дополнительного электрода на разряд.

В условиях, когда импульсы j_1, j_2 перекрыты (рис. 4, *b*), $p \approx 5.2$ Торг, а ДЭ подключен к катоду или свободен, параметры разряда практически одинаковы, а $\alpha = 17$. Если ДЭ подключить к $R_{BD} = 9.9\Omega$, то значительно — на $\Delta\tau \approx 200$ ns (рис. 4, *b*) — увеличивается только задержка τ момента загорания разряда.

При меньшем давлении, например $p = 3.6$ Торг (рис. 4, *a*), когда импульсы j_1, j_2 четко выражены, при подключении ДЭ к $R_{BD} = 9.9\Omega$ $\Delta\tau$ возрастает до 600 ns (начало осциллограммы U на рисунке не показано). Если при этом давлении ДЭ подключить к катоду, то по сравнению со свободным ДЭ, загорание разряда происходит несколько раньше — на десятки наносекунд. Места подключения ДЭ влияет только на момент τ зажигания разряда. В последующие моменты времени параметры разряда, в том числе временной сдвиг между j_1, j_2 , не меняются. Можно предположить, что плазма в полости во временном интервале между импульсами j_1, j_2 формируется в этих трех случаях подобным образом. Изменяя электрическую связь между

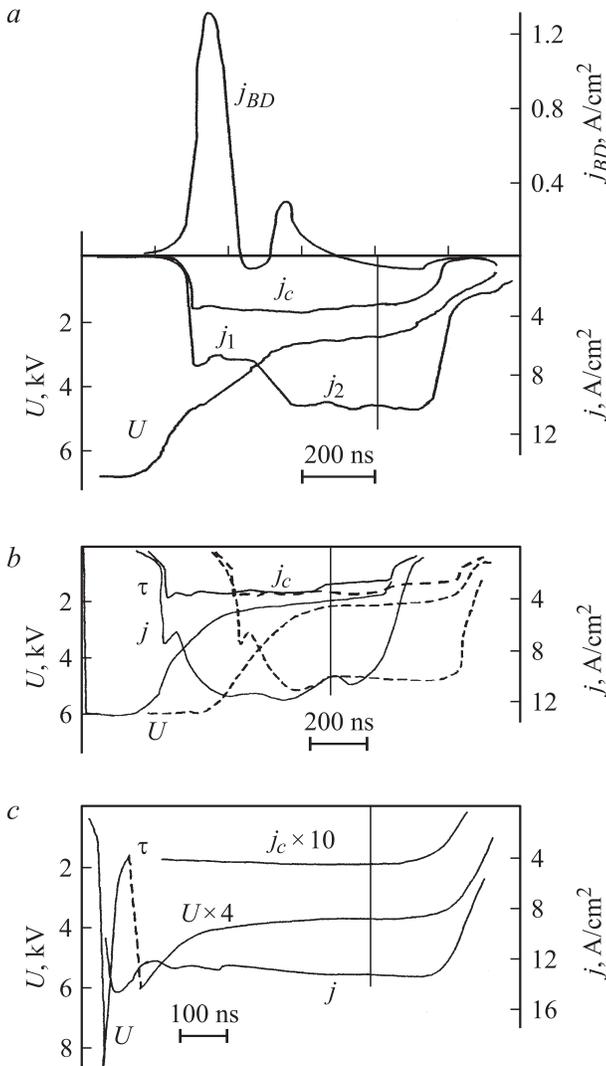


Рис. 4. Осциллограммы разряда: *a* — $p = 3.6$ Торг, ДЭ подключен к $R_{BD} = 9.9\Omega$; *b* — $p = 5.2$ Торг, ДЭ свободен или подключен к катоду (сплошные линии), ДЭ подключен к $R_{BD} = 9.9\Omega$ (пунктир); *c* — $p = 20$ Торг, без ДЭ.

ДЭ и анодом подбором величины B_{BD} , можно изменить $\Delta\tau$, т.е. в конечном счете момент τ зажигания разряда, что может иметь практическое значение. Так, для $R_{BD} = 50\text{ k}\Omega$ время $\Delta\tau$ уменьшалось в 2 раза.

По мере роста p для сохранения устойчивости разряда по отношению к искрообразованию требовалось снижать напряжение горения разряда, и параметр α уменьшался. Для $p = 20\text{ Torr}$ (рис. 4, с) $\alpha = 1$, хотя полный ток в 17.4 раза превышал J_{AD} , что представляет самостоятельный интерес, например, для возбуждения лазеров обычным разрядом, но с возросшим током. Расслоения j на импульсы j_1, j_2 здесь нет. Для такого давления они всегда перекрыты. Эти параметры получены в подобной ячейке ($D = 22\text{ mm}$, $d = 11\text{ mm}$, $L_d = 5\text{ mm}$, $\mu = 0.64$) с такой же катодной полостью, но без ДЭ. В квазистационарной стадии разряда продолжительностью 650 ns и при напряжении горения $U \approx 900\text{ V}$ (амплитудное значение U , подаваемого на ячейку, перед электрическим пробоем газа — 8.3 kV), средняя расчетная длина пробега электронов пучка по (7) составит 12 mm, что меньше, чем расстояние от дна катодной полости до коллектора $d + L_d = 16\text{ mm}$. Лишь малая доля электронов пучка достигала коллектора, и параметр η падал до 0.06. Для больших U начиналось искрение разряда. Повысить напряжение и избежать искрения можно с менее продолжительным импульсом. В сходных условиях разряда с ячейкой № 1 для $p = 20\text{ Torr}$ и с подключением ДЭ к $R_{BD} = 9.9\Omega$ пробой, в отличие от случаев низкого давления, происходил на 5 ns раньше, чем в двух других случаях.

Из приведенных опытов следует, что в ячейках с шириной полости $\delta = 0.5\text{ mm}$ область давлений, когда существует сильноточный ($\alpha \geq 1$) широкоапертурный электронный пучок, $p \approx 20 - 2.2\text{ Torr}$ ($\beta = 1 - 8.7$), а параметр $p\delta \approx 1 - 0.1$. Согласно кривой Пашена, напряжение статического пробоя U_b промежутка δ для этих значений $p\delta$ растет с 7 до величины более 100 kV. Для не слишком продолжительных импульсов U_b будет еще выше. Поэтому если дополнительный электрод подключен к заземленному аноду через R_{BD} малой величины, наиболее благоприятные условия создаются для формирования пробоя в основном разрядном промежутке d . Кроме того, чем ниже давление, тем большее влияние на пробой оказывает искажение поля, вносимое ДЭ, которое усиливает поле у открытой части поверхности катода и снижает ионизацию. Известно также [2], что само искривление линий поля затрудняет развитие разряда. В результате с понижением p растет задержка τ зажигания разряда. Если ДЭ свободен или подключен через R_{BD} большой величины, то предпробойные токи, которые всегда имеются, быстро снимают искажения поля, и τ уменьшается.

Подключенный к катоду ДЭ не приводит к затрудненности развития разряда в d , например, для $p = 3.6\text{ Torr}$. Кроме того, облегчаются условия развития барьерного разряда непосредственно на анод, из-за меньшего, чем d , расстояния ДЭ до анода. В результате τ уменьшается

на десятки наносекунд по сравнению даже со случаем свободного ДЭ. Для $p = 20\text{ Torr}$, если ДЭ подключен к аноду через $R = 9.9\Omega$, облегченные условия пробоя реализуются в промежутке δ , плазма в котором инициирует пробой в d , и τ уменьшается. Во всех случаях подключения ДЭ к моменту электрического пробоя промежутка d условия в катодной полости выравниваются, в частности, если ДЭ свободен или подключен к аноду, — из-за оседания электронов, стартующих с металлической стенки полости и оседающих на диэлектрическую стенку. Дальнейшее протекание разряда уже не зависит от места подключения ДЭ.

Чтобы получить сильноточный электронный пучок при давлении $p < 2.2\text{ Torr}$, следует увеличить δ . Так, в ячейке с параметрами: $\delta = 1.5\text{ mm}$, $D = 22\text{ mm}$, $d = 26\text{ mm}$, $p = 0.2\text{ Torr}$ ($\beta = 16$) в $2\mu\text{s}$ импульсе (со спадом U за это время с 20 до 10 kV) в момент, когда $U = 17.2\text{ kV}$, получено: $j_{EB} = 13.4\text{ A/cm}^2$, $\eta = 0.92$, $\alpha = 26.3$.

Диапазон рабочих значений U, p ограничен переходом разряда в искру. В ячейках без ДЭ, со свободным ДЭ или с подключением его к аноду искрение может возникать по следующим причинам. Из-за развития скользящего в виде искры внутри катодной полости по поверхности диэлектрической пластины с места контакта металлической части катода с диэлектрической пластиной и далее с торца катодной полости на анод. Эту неустойчивость можно преодолеть, увеличив h . Так, в опытах с $h = 2\text{ mm}$, $\delta = 0.5\text{ mm}$ по поверхности диэлектрической пластины развивалась искра, которая исчезала при $h = 4\text{ mm}$. Следующая возможная неустойчивость развивается напрямую со дна катодной полости на кромку отверстия в диэлектрической пластине и далее на анод. Предотвратить неустойчивость можно, увеличив δ . Третий вид неустойчивости — искра с открытой части катода на анод — типичная неустойчивость тлеющего разряда в целом в отсутствие паразитных краевых эффектов. Второй тип неустойчивости ограничивает верхний предел рабочего давления, поскольку для работы устройства как источника электронных пучков с $\alpha > 1$ с ростом p требуется уменьшить δ . При малых p , когда без ущерба можно увеличить δ , вторая и третья причины появления неустойчивости могут иметь одинаковое значение. Следует иметь в виду, что так же, как и в традиционном разряде с полым катодом, параметр δp не является параметром подобия. Так, с изменением давления на порядок, как например, в приведенных выше опытах для $\delta = 0.5\text{ mm}$, $p \leq 2.2\text{ Torr}$, когда $\beta \leq 8.7$, сильноточного пучка нет, а для $\delta = 1.5\text{ mm}$, $p = 0.2\text{ Torr}$, когда $\beta = 16$ (параметр $\beta' = 0.9$ — вычислен для гелия), — он есть.

Заключение

Исследован разряд с катодной плазмой, обладающей пониженным, по сравнению с обычным разрядом с полым катодом, коэффициентом эмиссии. Плазма формируется в полости между выемкой в катоду и прикрывающей ее диэлектрической пластиной с отверстием.

Такой разряд позволил в предложенном устройстве повысить рабочее давление на порядок, до десятков Торг, и получить широкоапертурные пучки длительностью $\sim 1 \mu\text{s}$ с током, который может достигать величины, на порядок большей, чем полный ток эквивалентного анамального разряда.

В отличие от известных конструкций источников на высоковольтном разряде с полым катодом в сильноточном режиме, в конструкции, предложенной в настоящей работе, разделены условия работы источника при повышенных давлениях — они определяются размером ширины катодной полости δ — и условия формирования широкоапертурного пучка, которые определяются размером отверстия D в диэлектрике. Сильноточный режим разряда в широкоапертурной ячейке обеспечивается дополнительной ионизацией газа вспомогательным электронным пучком, который формируется у входа в катодную полость и распространяется над поверхностью открытой части катода. В сочетании с эффектом понижения эмиссии электронов для вспомогательного пучка из катодной плазмы это позволило на порядок расширить возможности источника в целом.

В предложенном устройстве, в отличие от традиционного разряда с полым катодом, скачкообразный переход разряда для вспомогательного пучка в низковольтную форму с напряжением горения в сотни вольт и возрастанием тока на порядок (эффект полого катода) не происходит. Параметры устройства зависят от сорта газа, его давления, напряжения питания, продолжительности разряда, материалов катода и диэлектрической пластины. С ростом давления сильноточный режим разряда с широкоапертурным пучком ограничен или переходом разряда в катодной полости в низковольтную форму, но без эффекта полого катода (без возрастания тока на порядок), или формированием искрового пробоя. Размер апертуры D пучка ограничен длиной пробега электронов вспомогательного пучка над поверхностью открытой части катода, которая должна быть $\geq D/2$. Высокая устойчивость предложенного разряда позволяет работать без стабилизации давления и без подключения балластного сопротивления.

Разработанные электроразрядные источники электронных пучков расширяют возможности их практического использования. Работа источников в квазистационарных условиях возбуждения разряда позволяет сделать заключение о возможности их перевода в непрерывный режим.

Список литературы

- [1] Крейнделъ Ю.Е. Плазменные источники электронов. М.: Атомиздат, 1977. 145 с.
- [2] Завьялов М.А., Крейнделъ Ю.Е. Новиков А.А. и др. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат. 1989. 256 с.
- [3] Клименко К.А., Королев Ю.Д. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 9. С. 138.

- [4] Boring K.L., Stauffer L.H. // Proc. National Electronics Conf. Chicago, 1963. Vol. 19. P. 535–544.
- [5] Sorokin A.R. // J. Moscow Phys. Sos. 1997. N 7. P. 145–151.
- [6] Крейнделъ Ю.Е., Мартенс В.Я., Сьедин В.Я. и др. // ПТЭ. 1982. № 4. С. 178–180.
- [7] Источники заряженных частиц с плазменным эмиттером / Под ред. П.М. Щанина. Екатеринбург: УИФ „Наука“, 1993. 150 с.
- [8] Гаврилов Н.В., Осипов В.В., Бурев О.А. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 3. С. 72–78.
- [9] Бурачевский Ю.А., Бурдовицин А.В., Мытников Е.М. и др. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 10. С. 62–65.
- [10] Сорокин А.Р. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 5. С. 47–55.
- [11] Сорокин А.Р. // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 9. С. 70–78.
- [12] Rocca J.J., Meyer J., Collins G.J. // Phys. Lett. 1982. Vol. 87A. N 5. P. 237–239.
- [13] Güntherschulze A. // Z. Phys. 1930. Bd 59. N 7–8. S. 433–445.
- [14] Бондаренко А.В. // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 4. С. 821–828.
- [15] Бондаренко А.В. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 12. С. 2535–2540.