

В.Н. Кухарев

Инжекционная эмиссия с объемно-заряженных электродов

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 18.01.2006 г.

Приведены описание и феноменология нового вида эмиссии заряженных частиц из электродов за счет проникновения электромагнитного поля внутрь поверхностного слоя эмиттера и формирования в этом слое избыточной плотности заряженных частиц (объемного заряда). Такой вид эмиссии назван «инжекционной эмиссией».

С помощью механизма инжекционной эмиссии объяснена причина генерации в высоковольтном разряде аномально высокоэнергетичных электронов.

В электровакуумных и в газоразрядных приборах, а также в ускорителях заряженных частиц, в газоразрядных лазерах и в лазерах с накачкой активного вещества электронным пучком протекание тока инициируется и поддерживается за счет эмиссии заряженных частиц с электродов, играющих роль эмиттеров. При этом механизм эмиссии может быть либо одного, либо нескольких видов одновременно.

В настоящее время в вышеуказанных областях физики и техники известны и учитываются в основном следующие виды эмиссии: термоэлектронная, термоионная, автоэлектронная, фотоэлектронная, вторичная и различные их сочетания.

В связи с поисками простых и дешевых методов получения электронных пучков особый интерес в настоящее время вызывают процессы (в том числе эмиссионные) в вакуумном и газовом разрядах, возбуждаемых высоковольтными импульсами амплитудой 10^5 – 10^6 В и длительностью передних фронтов в диапазоне 10^{-8} – 10^{-11} с. В работах [1–6, 9] экспериментально и теоретически исследовались импульсные разряды в вышеуказанном амплитудно-временном диапазоне. Были получены электронные пучки при разряде в газах и в атмосферном воздухе.

В газоразрядной плазме зарегистрированы электроны с аномально высокой энергией, превышающей энергию eU_{\max} в несколько раз [3, 6] (здесь e – заряд электрона, U_{\max} – амплитуда напряжения на электродах). Для объяснения экспериментальных результатов были разработаны и применены теории «убегания» электронов и их стохастического ускорения в плазме и в том числе на фронтах ионизационных волн [2, 3, 6, 9].

По результатам экспериментальных исследований высоковольтных разрядов в наносекундном диапазоне длительности при различных начальных условиях в разрядной среде [2–6, 9] в работах [4, 5] сделан вывод об инжекционном характере эмиссии электронов с электродов в начальной стадии разряда. Причиной такой эмиссии может быть

формирование объемного заряда в поверхностном слое катода при проникновении в этот слой электромагнитного поля.

В данной статье дается более детальное физическое обоснование этого нового вида эмиссии. Обращается внимание на то, что в поверхностном слое эмиттирующего электрода формируется объемный заряд, по знаку и величине соответствующий потенциалу и емкости электрода, или, соответственно, разности потенциалов и межэлектродной емкости разрядного промежутка. При этом может быть значительно уменьшена работа выхода электронов и увеличен ток электронной эмиссии с катода за счет искривления энергетических зон и увеличения энергии уровня Ферми материала катода, когда плотность электронов в объеме материала катода вблизи его эмиттирующей поверхности увеличивается.

Действительно, в отсутствие внешнего поля работа выхода электрона из катода определяется разностью энергий низшего уровня эмиссии и уровня Ферми E_F .

Известно, что

$$E_F = (3n/8\pi)^{2/3}(h^2/2m_e), \quad (1)$$

где n – плотность электронов в металле незаряженного катода; h – постоянная Планка; m_e – масса электрона.

Если к межэлектродному промежутку прилагается переменное напряжение амплитудой U_{\max} , то в скин-слое катода появляется избыточный заряд

$$q = CU_{\max}. \quad (2)$$

Здесь C – емкость межэлектродного промежутка или одиночного электрода (катода).

Для переменного поля с частотой ω глубина скин-слоя находится по формуле

$$\delta = \sqrt{2/\pi\sigma\omega}, \quad (3)$$

в которой σ – электропроводность материала катода; μ – его магнитная проницаемость. Для им-

пульсного поля можно принять длительность фронта импульса

$$\tau_{\Phi} = T/4 = \pi/2\omega, \quad (4)$$

где T – период эквивалентной частоты переменного поля.

Из (3) и (4) получаем

$$\delta = (2/\pi)\sqrt{\tau_{\Phi}/\sigma\mu}. \quad (5)$$

Если считать распределение плотности избыточного заряда в скин-слое равномерным, то при $\delta \ll d$ избыточную плотность электронов в скин-слое катода для плоскопараллельного диода можно найти из соотношений:

$$\Delta n = \frac{CU_{\max}}{eV_{\delta}} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \pi U_{\max}}{2de} \sqrt{\frac{\sigma\mu}{\tau_{\Phi}}} = k_1 \frac{U_{\max}}{\sqrt{\tau_{\Phi}}}, \quad (6)$$

$$k_1 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon \pi \sqrt{\sigma\mu}}{2de}, \quad (7)$$

где d – межэлектродное расстояние; ε – диэлектрическая проницаемость межэлектродной среды, ε_0 – электрическая постоянная; V_{δ} – объем скин-слоя в катоде.

Для острейшего катода под потенциалом U_{\max} и радиусом кривизны $r \cong \delta$ (из формулы (5)) в сферическом приближении Δn находится из соотношений

$$\Delta n = \frac{3\varepsilon_0 \varepsilon U_{\max} \pi^2 \sigma\mu}{4e \tau_{\Phi}} = k_2 \frac{U_{\max}}{\tau_{\Phi}}, \quad (8)$$

$$k_2 = \frac{3\varepsilon_0 \varepsilon \pi^2 \sigma\mu}{4e}. \quad (9)$$

Зная Δn , можно найти величину энергии ΔE_F , на которую дополнительно уменьшается работа выхода электрона за счет увеличения плотности электронов в материале катода:

$$\Delta E_F = E_F(n + \Delta n) - E_F(n). \quad (10)$$

Известно, также, что электрон, вышедший на поверхность эмиттера, для того чтобы покинуть катод, должен преодолеть силу зеркального отражения, на что затрачивается энергия, увеличивающая работу выхода. В то же время при наличии избыточного электронного заряда в объеме V_{δ} скин-слоя катода электрон на поверхности и вблизи эмиттера испытывает силу электростатического отталкивания. Эта сила вычитается из силы притяжения электрона к катоду, что уменьшает работу выхода. В результате может быть достигнуто такое уменьшение работы выхода электронов, что решающую роль в процессе эмиссии электронов с поверхности катода могут играть силы электростатического отталкивания между электронами в отрицательно заряженном поверхностном слое катода. Эмиссия электронов в этом случае носит характер инжекции в газ (инжекционная эмиссия).

В эксперименте использовались условия разряда, близкие и к условиям [2] (рис. 1).

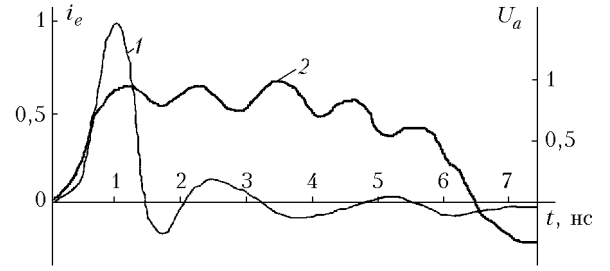


Рис. 1. Типичные осциллограммы тока i_e электронного пучка (1) и напряжения U_a (2) на аноде при разряде в атмосферном воздухе ($P = 1$ атм)

На рис. 2, $a-e$ показано свечение импульсного высоковольтного разряда с одиночного конусного катода в атмосферном воздухе ($U \sim 10^5$ В, $\tau_{\Phi} \sim 0,3$ нс, при длительности импульса напряжения $\tau_U \sim 1$ нс). Свечение в прикатодной области имеет характер радиально расширяющегося облака (рис. 2, $a-e$) независимо от положения одного или двух анодов (рис. 2, δ, e). Такой же характер свечения в прикатодной области наблюдается и в отсутствие анода. Можно сделать вывод, что эта прикатодная зона создается нескомпенсированным отрицательным зарядом электронов, движущихся по силовым линиям поля [4, 5] от катода в прикатодное пространство. Следует отметить, что две ярко выраженные зоны расширяющегося свечения формируются при разряде с конусного катода при наличии анода (рис. 2, $a-d$). Однако при двух и нескольких запараллельных катодах (рис. 2, $ж-e$), в том числе при широкоапертурной некруглой конфигурации многоострийного катода (рис. 3), разделение на две ярко выраженные расширяющиеся зоны практически не наблюдается даже при наличии анода. Это указывает на значительную роль пространственно-временных параметров собственных электрического и магнитного полей соседних разрядов, инициированных несколькими эмиссионными центрами на катоде и аноде.

С помощью механизма инжекционной эмиссии (ИЭ) можно объяснить появление убегающих электронов аномальной энергии (ЭАЭ), генерируемых в начальной стадии разряда, а также в плотных газах. Их энергия превосходит значение eU_{\max} , соответствующее максимальному значению напряжения U_{\max} на электродах во время разряда [3, 6].

Элементарный расчет показывает, что если эмиссия осуществляется с объемно-заряженного сферического катода под потенциалом U_{\max} без заметного ослабления энергии электронов, вылетающих из центра сферы любого радиуса, то согласно законам электростатики уже на поверхности катода скорость V_0 и кинетическая энергия E_0 электронов, без учета релятивистских эффектов, соответственно равны:

$$V_0 = \sqrt{eU_{\max}/m_e}; \quad (11)$$

$$E_0 = eU_{\max}/2. \quad (12)$$

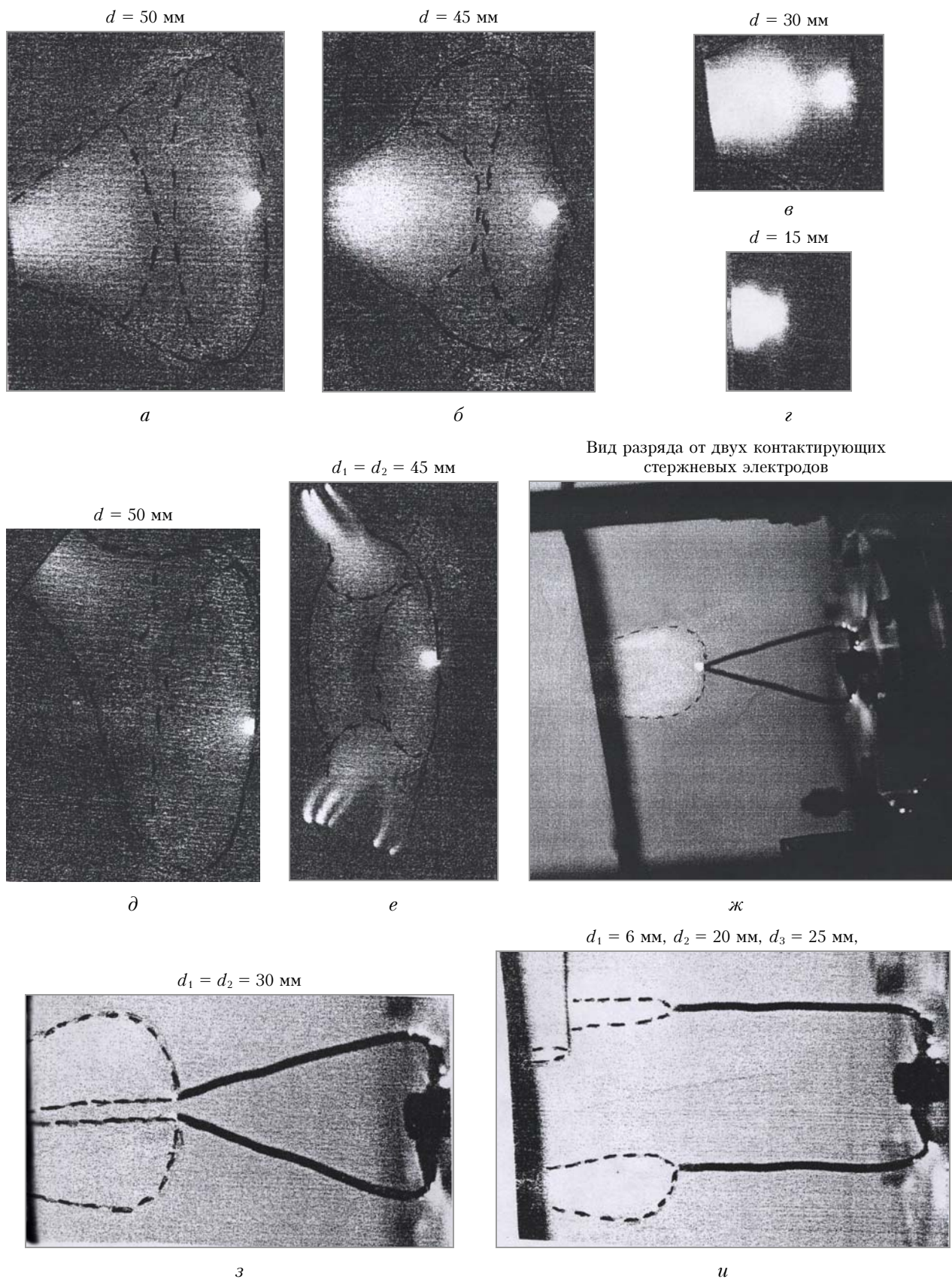


Рис. 2. Вид высоковольтного наносекундного разряда в воздухе ($P = 1 \text{ атм}$) при различных геометриях межэлектродных промежутков. Штриховой линией обозначены границы свечения разряда. Катоды справа, аноды слева

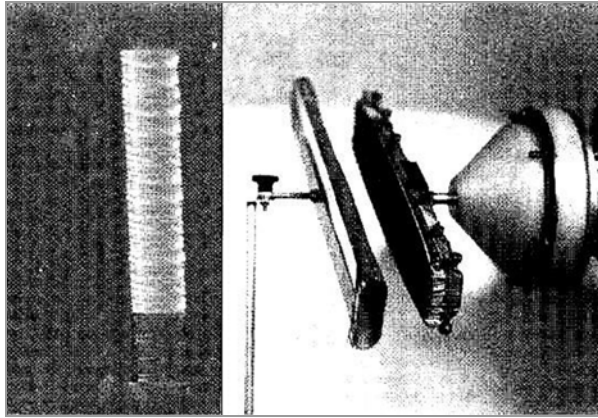


Рис. 3. Свечение разряда в атмосферном воздухе (амплитуда тока электронного пучка с апертурой — $180 \text{ см}^2 \sim 3 \text{ кА}$) — *a*; многоострый катод шириной 6 см справа, сетчатый анод слева (межэлектродный зазор $\sim 40 \text{ мм}$) — *б*

На бесконечном удалении от катода в отсутствие анода или на достаточно удаленном аноде, когда радиус кривизны катода $r \ll d$, скорость V_∞ и кинетическая энергия E_∞ электронов, без учета релятивистских эффектов, соответственно равны:

$$V_\infty = \sqrt{6eU_{\text{max}}/m_e}; \quad (13)$$

$$E_\infty = 3eU_{\text{max}} > eU_{\text{max}}. \quad (14)$$

Такие условия для субнаносекундных ($\sim 10^{-9} \text{ с}$) высоковольтных ($\sim 10^5 \text{ В}$) разрядов реализуются при радиусах кривизны острий на катоде $\sim 10^{-6} \text{ м}$. В этом случае (например, для алюминия) согласно закону Томсона и Виддингтона [7] (закон ослабления энергии электронов в веществе) ослабление не превышает 10%. Этот же вывод следует из того, что в кристаллическом проводнике без дефектов в кристалле длина свободного пробега электронов может достигать больших значений. С учетом того что в реальных кристаллических проводниках концентрация дефектов составляет доли процента от суммарной концентрации атомов в кристалле (твердом теле), длина свободного пробега электронов достигает $\sim 10^{-6} \text{ м}$ [8].

Из физики твердого тела известно, что на поверхности эмиттера и в его поверхностном слое всегда присутствуют и спонтанно появляются монокристаллические включения материала катода с малой или даже нулевой концентрацией дефектов и размерами $\sim 10^{-6} \text{ м}$, омическое сопротивление которых также минимальное или нулевое. Другими словами, на поверхности эмиттера имеются центры эмиссии из металлических монокристаллов, в которых электроны, находящиеся в поле объемного заряда в поверхностном слое эмиттера, практически не испытывают столкновений и, следовательно, потерь энергии.

Такие центры эмиссии (ЦЭ), с учетом эффекта каналирования заряженных частиц в кристаллах, можно назвать центрами аномальной сверхпроводимости (ЦАС). Поскольку в таких ЦЭ электроны практически не испытывают столкновений с ион-

ным каркасом кристалла, то под «выталкивающим» воздействием отрицательного объемного заряда электроны уже при выходе на поверхность эмиттера разгоняются до высоких скоростей ($V_0 \sim 10^8 \text{ м/с}$) и достигают энергии $E_0 \sim 10^5 \text{ эВ}$, что вполне достаточно для выполнения условий убегания электронов в газе. Значительно снижается также сечение взаимодействия электронов с газом в прикатодной области и увеличивается их длина свободного пробега. За счет этого происходит увеличение энергии электронов в ускоряющем поле в области разряда до аномально высоких значений.

Отсюда видно, что даже без учета начального распределения электронов по энергиям в катоде энергия электронов в разрядном промежутке может достигать аномальных значений. Суть этого «парадокса» заключается в том, что в экспериментах U_{max} измеряется от поверхности электрода, так как градиент потенциала поля и результирующий заряд внутри материала электрода считаются равными нулю. На самом деле градиент потенциала распространяется и в глубину объема эмиттера, так как он при вышеуказанных условиях является объемно-заряженным. Разогрев электронов в катоде внутренним полем приводит к дополнительному увеличению энергии электронов, эмиттированных в разряд, по сравнению с энергией, рассчитанной по соотношениям (11)–(14).

В заключение можно утверждать, что развитие разряда в большой степени обусловлено процессом инжекционной эмиссии заряженных частиц из объемно-заряженных электродов, т.е. такой эмиссии, которая возникает не за счет внешнего поля, «вытягивающего» заряженные частицы из электродов, а за счет поля, сформированного внутри поверхностного слоя материала эмиттера и «выталкивающего» заряженные частицы из электрода. При этом можно предположить, что разряд между катодом и анодом сопровождается инжекционной эмиссией как электронов (с катода), так и ионов (с анода). Подтверждением этого может быть экспериментальный факт схожести геометрии свечения разряда в межэлектродном промежутке при изменении полярности потенциального электрода [9].

Инжекционная эмиссия может проявляться как в импульсном, так и в частотном режимах. Для расчетов в частотном режиме достаточно в вышеуказанные соотношения подставить значение $\tau_\phi = 1/4f$, где f — частота переменного напряжения на электродах.

Описанный в данной работе новый тип эмиссии по своим условиям формирования можно назвать «инжекционной скин-эмиссией». На скиновый механизм проникновения поля в поверхностный слой эмиттера при наших условиях указывает то, что ток электронного пучка (см. рис. 1, кривая 1) развивается только на участке нарастания напряжения на катоде (см. рис. 1, кривая 2), т.е. при $dU/dt > 0$. При $dU/dt \leq 0$ поверхностный скин-слой исчезает (свойство скин-эффекта). Следствием этого является исчезновение объемного заряда в поверхностном слое катода, а значит, «выталкивающего» поля и инжекционной эмиссии,

хотя напряжение на катоде в этот момент еще близко к амплитудному значению (см. рис. 1, кривая 2).

Вместе с тем инжекционная эмиссия может осуществляться и при других механизмах проникновения поля в поверхностный слой эмиттера, в том числе в режиме постоянного напряжения, когда достаточно большой градиент электрического поля в эмиттере достигается за счет падения напряжения в высокоомном резистивном или полупроводниковом материале эмиттера при прохождении через него разрядного тока.

Можно утверждать, что любые другие механизмы проникновения электромагнитного поля в поверхностный слой эмиттера могут вызвать инжекционную эмиссию заряженных частиц.

В работе получены как узкие, так и широкоапертурные электронные пучки в газонаполненных диодах (в том числе в атмосферном воздухе). Это демонстрирует возможность осуществления накачки рабочего вещества в лазерах электронным пучком, сформированным непосредственно в активной лазерной среде.

Отметим также, что широкоапертурный пучок получен с помощью «комбинированного распределенного электрода» [10], позволяющего увеличить однородность разряда (см. рис. 3, *a*). Суть «комбинированного распределенного электрода» заключается в том, что многоострый прямоугольный катод, составленный из пакета многоострижных полос, подсоединяется к отрицательному выводу генератора импульсных напряжений (ГИН) в геометрическом центре пакета (периферия пакета к генератору не подключается), а сетчатый прямоугольный анод подключается к положительному выводу ГИНа только своими периферийными частями.

Из вышеизложенного можно сделать следующие выводы:

1. Проникновение электромагнитного поля в поверхностный слой эмиттера создает условия для формирования в нем избыточного объемного заряда, который, в свою очередь, инициирует инжекционную эмиссию из электрода.

2. Как в вакуумном, так и в газовом разрядах инжекционная эмиссия является составной частью результирующей эмиссии с электродов.

3. В соответствии с физикой твердого тела на поверхность эмиттера могут выходить относительно крупные монокристаллические образования из материала эмиттера, в объеме которых заряженные частицы могут ускоряться практически без потерь энергии под действием проникающего в них поля. Такие образования (центры инжекционной эмиссии) обладают аномально высокой проводимостью.

4. В эмиссионных центрах с аномально высокой проводимостью в режиме инжекционной эмиссии

рождаются высокоэнергетичные заряженные частицы, которые после выхода из эмиттера разгоняются в ускоряющем поле приэлектродного пространства до аномально высоких значений энергии [см. (13)–(14)].

5. В условиях разряда, рассматриваемых в данной работе, электроны достигают значений энергии и скорости, превышающих их критические значения, необходимые для перехода в режим убегания, уже при выходе на поверхность эмиттера (катада) или вблизи него [см. (11), (12)].

6. Работа выхода электронов и эмиссионная способность эмиттера, зависящие от положения уровня Ферми в материале эмиттера, определяются не столько значением амплитуды и длительностью переднего фронта импульса напряжения, сколько скоростью нарастания напряжения на электродах [см. (6), (8)].

7. На основе механизма инжекционной эмиссии можно разрабатывать лазеры с накачкой рабочего вещества пучком заряженных частиц, формируемым непосредственно в лазерной среде, контактирующей с эмиттером.

1. Желтов К.А. Пикосекундные сильноточные электронные ускорители. М.: Энергоиздат, 1991. 120 с.
2. Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. Механизм убегания электронов в плотных газах и формирование мощных субнаносекундных электронных пучков // Успехи физ. наук. 2004. Т. 174. № 9. С. 953–971.
3. Бабиц Л.П. Анализ нового механизма убегания электронов и рекордных токов убегających электронов, достигнутых в разрядах в плотных газах // Успехи физ. наук. 2005. Т. 175. № 10. С. 1069–1091.
4. Кухарев В.Н. Модель импульсного высоковольтного разряда в атмосферном воздухе для накачки лазеров на парах металлов // VI Междунар. конф. «Импульсные лазеры на переходах атомов и молекул». Томск, 2003. С. 21.
5. Кухарев В.Н. О накачке газообразного рабочего вещества электронным пучком, сформированным в рабочей кювете лазера // Сб. трудов 7-го Российско-Китайского симпозиума по лазерной физике и лазерной технологии, 20–24 декабря 2004 г. Томск. Томск: Изд-во Том. ун-та, 2004. С. 266–268.
6. Бабиц Л.П., Лойко Т.В. Особенности электрического пробоя в плотных электроотрицательных газах при больших перенапряжениях // Докл. РАН. 2005. Т. 402. № 3. С. 321–324.
7. Кноль М., Эйхмейер И. Техническая электроника. Т. 1. М.: Энергия, 1971. 472 с.
8. Кристи Р., Питти А. Строение вещества: введение в современную физику. М.: Наука, 1969. 596 с.
9. Костыря И.Д., Орловский В.М., Тарасенко В.Ф., Ткачев А.Н., Яковленко С.И. Объемный разряд при атмосферном давлении без внешней предьонизации // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 1. С. 19–26.
10. Кухарев В.Н. Разрядная трубка газового лазера на парах химических элементов: А.с. СССР № 586471, Кл. НIOS 3/03 1990 г.

V.N. Kukharev. Injection emission from volume-charged electrodes.

The paper presents the description and phenomenology of a new type of emission of charged particles from electrodes at the cost of penetration of electromagnetic field inside the surface layer of an emitter and the formation in this layer of excess density of charged particles (excess volume charge). Such type of emission is said to be injection skin emission (ISE).

By means of the ISE mechanism the reason for generation of anomalous high-energy electrons at the initial stage of a high-voltage discharge is explained.