

УДК.537.521

Импульсный разряд в парогазовых смесях гелия высокого давления

В. С. Курбанисмаилов, О. А. Омаров, Н. А. Ашурбеков, Г. Б. Рагимханов,
М. Х. Гаджиев

Дагестанский государственный университет, г. Махачкала, Россия

Рассмотрены экспериментальные и теоретические результаты исследования спектра излучения импульсного разряда в парогазовых смесях гелия высокого давления, в котором легкоионизируемые примеси паров материала электродов (Fe, Al) формируются в процессе пробоя в результате распыления электродов. На основе моделирования экспериментальных данных по спектру излучения приэлектродной плазмы изучена кинетика заселения возбужденных состояний атомов паров металла электродов, которые образуют с гелием Пеннинговскую смесь. По экспериментальным данным времен запаздывания формирования катодных пятен и значений плотностей тока в прикатодной плазме рассчитаны характерные параметры взрывоэмиссионных центров. На качественном уровне исследовано влияние паров материала электродов на устойчивость объемного разряда.

Интерес к исследованию импульсных объемных разрядов (ОР) в газах высокого давления обусловлен широким их использованием в качестве активных сред газовых лазеров. Для создания режима объемного протекания тока используют предыонизацию, при этом наибольшее распространение получила ультрафиолетовая подсветка. Этот способ создания однородной концентрации начальных электронов особенно эффективен при введении в активную среду легкоионизируемых примесей, имеющих низкий потенциал ионизации по сравнению с исследуемым газом. Введение примесей увеличивает концентрацию электронов предыонизации и тем самым способствует улучшению однородности и устойчивости ОР. Для инертных газов роль легкоионизируемых примесей могут играть, в частности, пары металлов.

Следует отметить, что в настоящее время хорошо изучены активные среды лазеров на основе паров металлов. Кроме того, получена генерация лазерного излучения в смесях паров металла с гелием, например в [1, 2]. В ряде случаев введение паров металла и их распространение в промежутке приводят к расконтрагированию разряда, исчезновению анодных и катодных пятен [3]. Выбор и поддержание оптимального соотношения компонент парогазовой смеси позволяют получить объемный режим горения газового разряда при давлениях до 5 атм.

В то же время следует отметить, что пары металлов неизбежно возникают в разряде в процессе распыления материала электродов. Такие примеси могут существенно изменить динамику развития разряда и кинетику плазмы как в приэлектродных областях, так и в объеме промежутка.

Прикатодная область газового разряда достаточно трудна как для экспериментального, так и

для теоретического исследования, главным образом из-за малой ширины переходного слоя от поверхности металла к сравнительно однородной плазме. Для типичных условий газового разряда толщина этого слоя не превышает 10^{-2} см.

Одними из наиболее информативных методов, позволяющих получать информацию о прикатодных процессах, являются спектроскопические.

Цель данной работы — спектроскопическое исследование приэлектродных процессов в парогазовой смеси гелия высокого давления, в которой легкоионизируемые примеси формируются в процессе электрического пробоя газа в результате распыления материала электродов.

Методика и техника эксперимента

Одним из надежных способов, позволяющих определить образование и развитие катодного пятна, является исследование спектра прикатодной плазмы. Наличие в спектре прикатодной плазмы спектральных линий атомов и ионов материала электродов служит подтверждением возникновения катодных пятен и распыления материала электродов.

В данной работе выполнены такие исследования в разряде гелия при атмосферном давлении. Использованная нами экспериментальная установка аналогична описанной ранее в работах [4, 5]. Исследуемый разряд создавался между электродами диаметром 4 см, удаленных друг от друга на расстояние $d = 1$ см при атмосферном давлении. Использовались электроды разной формы и из различных материалов:

сплошные алюминиевые электроды с радиусом кривизны ≈ 30 см;

плоские стальные и медные электроды;

электроды с микровыступом ($\sim 0,1$ мм) на катоде;

электроды из нержавеющей стали (катод — сплошной, анод — из мелкоячеистой сетки с прозрачностью $\sim 75-80\%$).

Для создания начальной концентрации первичных электронов использовался источник УФ-излучения, который вводился в одном случае в объем через сетчатый анод, а в другом случае сплошных электродов источник УФ-излучения располагался в том же газе сбоку — на расстоянии 5—7 см от оси основного промежутка. Источник УФ-излучения обеспечивает начальную концентрацию электронов $n_0 \sim 10^8$ см $^{-3}$.

ГИН вырабатывал импульсы напряжения с регулируемой амплитудой до 30 кВ с фронтом нарастания ~ 10 нс. Напряжение и ток разряда регистрировались, соответственно, омическим делителем и малоиндуктивным шунтом. Для выявления наиболее ярких спектральных линий, возбуждаемых в разряде, регистрировался интегральный во времени спектр излучения разряда. Одновременно с этим исследовался спектр излучения прикатодной плазмы с использованием специальных диафрагм. В качестве спектральных приборов использовали спектрограф СТЭ-1 и монохроматор МДПС-3. Синхронизация исследуемого явления с регистрирующей аппаратурой осуществлялась генератором импульсов ГИ-1.

Наиболее подробно изучались следующие интенсивные спектральные линии материалов электродов: Al I $\lambda = 396,1$ и $394,4$ нм и Fe I $\lambda = 364,5$; 344 и $341,3$ нм. Исследование спектра проводили со стороны как катода, так и анода для различных значений амплитуд напряжения в диапазоне $U_0 = 4-12$ кВ.

Спектр излучения прикатодной плазмы

При исследовании спектра излучения приэлектродной плазмы обнаружено, что амплитудные профили спектральных линий алюминия имеют два максимума, а железа — один.

Для выяснения природы двух максимумов на временной зависимости линий алюминия и одного максимума в спектре железа было проведено численное моделирование динамики развития разряда. При расчете использована модель, подробно описанная в работе [6], в которую были дополнительно включены уравнения для концентрации возбужденных атомов и ионов материала вещества электродов. Учет паров материала вещества проводился с момента регистрации спектра их излучения.

Для оценки концентрации паров металла была использована методика [7], в которой приведены экспериментальные данные для зависимости уноса массы вещества m от количества протекающего электричества q и определена удельная эрозия материала вещества электродов

$\gamma_i = m/q$. По данным работы [7], для алюминия $\gamma_i = 22$ мкг/Кл, а для железа $\gamma_i = 40$ мкг/Кл.

Оценки были сделаны для амплитуды напряжения 4 кВ, при этом концентрация паров оказалась $\sim 10^{12}$ см $^{-3}$. Поэтому при численном моделировании концентрация паров металла задавалась порядка 10^{12} см $^{-3}$.

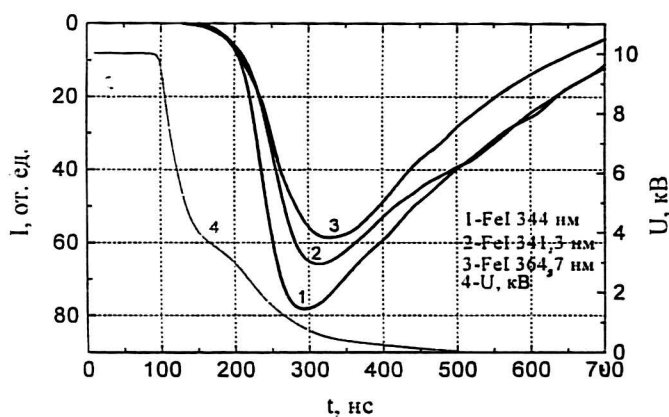
Отсутствие в приэлектродной плазме ионных линий материала вещества указывает на низкую температуру приэлектродной плазмы.

В табл. 1 приведены энергии возбуждения атомов Fe и Al, изучаемые в работе [8].

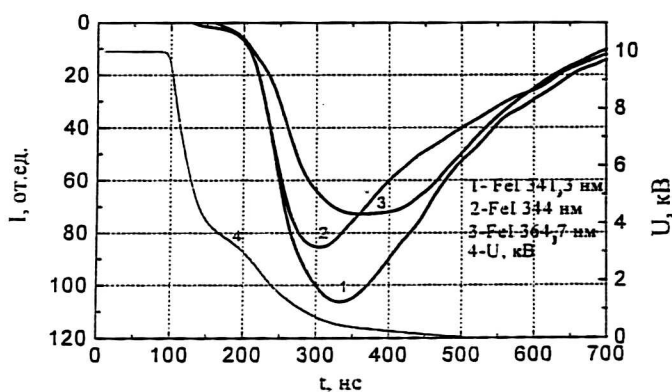
Таблица 1

Железо		Алюминий	
Длина волны λ , нм	Энергия возбуждения W_b , эВ	Длина волны λ , нм	Энергия возбуждения W_b , эВ
364,7	4,31	396,1	3,14
341,3	5,82	394,4	3,14
344	3,6	—	—

На рис. 1, а, б приведены характерные осциллограммы интенсивностей спектральных линий Fe вблизи катода и анода, соответственно, для напряжения на электродах 10 кВ.



а



б

Рис. 1. Характерные зависимости интенсивности спектральных линий железа от времени вблизи катода (а) и анода (б) при напряжении $U_0 = 10$ кВ

Из рисунков видно, что для спектральных линий Fe характерно наличие одного максимума, который приходится на момент скачкообразного уменьшения напряжения на промежутке.

Интенсивности спектральных линий Fe регистрируются с запаздыванием относительно момента спада напряжения на ≈ 50 нс. Это время уменьшается с увеличением амплитуды прикладываемого поля, что обусловлено уменьшением времени запаздывания формирования взрывоэмиссионного центра на электродах. Поскольку условия в прикатодной и прианодной областях отличаются, то следует ожидать, что характер возбуждения различных спектральных линий вблизи катода и анода также будет различным.

Исследования показали, что с увеличением амплитуды прикладываемого поля интенсивности спектральных линий увеличиваются. Последнее обстоятельство связано с увеличением концентрации паров материала вещества, образующихся в результате формирования эмиссионных центров. Вблизи катода наибольшую интенсивность имеет спектральная линия Fe I $\lambda = 344$ нм, а наименьшую — Fe I $\lambda = 364,7$ нм. Вблизи анода наиболее интенсивно возбуждается линия Fe I $\lambda = 341,3$ нм, а наименее — Fe I $\lambda = 364,7$ нм.

Из рис. 1, а, б также видно, что разница в интенсивностях спектральных линий Fe I $\lambda = 364,7$ и 344 нм оказывается незначительной, однако линия Fe I $\lambda = 341,3$ нм наиболее интенсивно возбуждается вблизи анода, что, возможно, связано с процессами ступенчатого возбуждения. Кроме того, потенциал возбуждения верхнего состояния для спектральных линий Fe I $\lambda = 341,3$ нм выше, чем для других исследованных линий.

Интенсивности исследуемых спектральных линий достигают своих максимальных значений на катоде раньше, чем на аноде, однако их амплитудные значения на последнем оказываются выше, чем на катоде. Данный результат, как показано в [9], возможно, обусловлен тем, что атомы материала вещества, испарившиеся в пределах опорного пятна на катоде, диффундируют в плазму. Часть их за счет упругих столкновений возвращается на поверхность катода. Кроме того, происходит интенсивная ионизация атомов материала электрода. Под действием электрического поля ионы металла возвращаются на поверхность катода, где они нейтрализуются.

Таким образом, время жизни ионов материала вещества в прикатодной плазме меньше, чем в прианодной. Этот результат должен повлиять на их концентрацию в этих областях и, соответственно, отразиться на интенсивностях спектра излучения линий Fe. Кроме того, максимумы рассматриваемых линий наиболее ярко выражены на спектральных линиях, регистрируемых с катода.

Аналогичные исследования были выполнены и для алюминиевых электродов.

На рис. 2, а, б приведены временные зависимости интенсивностей спектральных линий Al I $\lambda = 396,1$ и 394,4 нм вблизи катода для прикладываемых напряжений 4 и 7 кВ, соответственно.

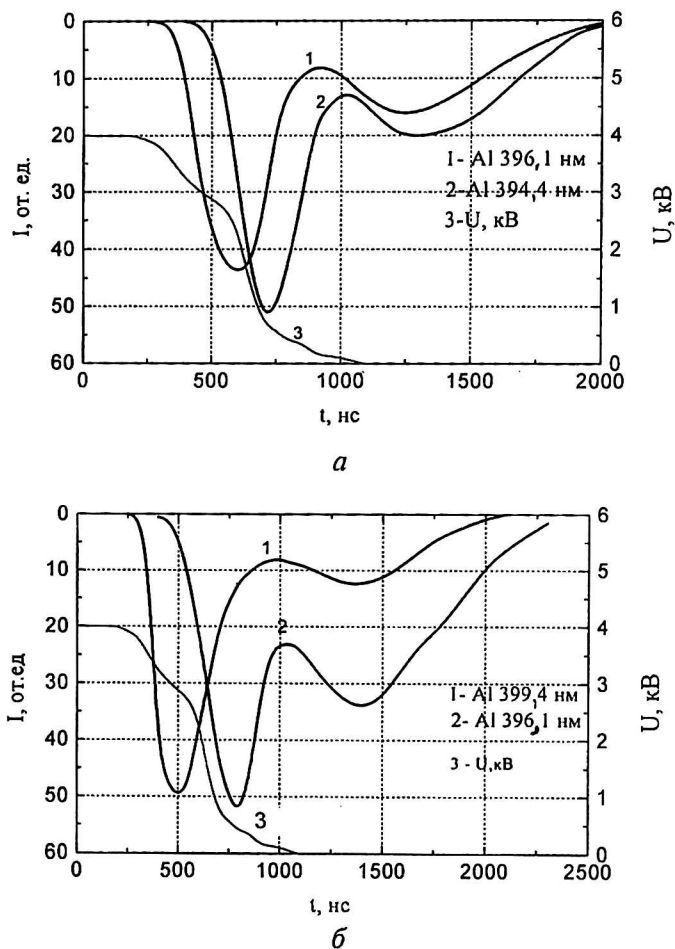


Рис. 2. Характерные зависимости интенсивности спектральных линий алюминия с катода при прикладываемых полях: а — 4 кВ; б — 7 кВ

Следует отметить, что излучение спектральных линий Al I происходит раньше, чем Fe I. Данный факт, возможно, обусловлен разной работой выхода материала вещества для этих элементов (Fe = 7,9 эВ, Al = 5,99 эВ).

Первые максимумы интенсивностей линии Al соответствуют во времени моменту перехода ОР в контрагированное состояние, а вторые — являются рекомбинационными и наблюдаются в позднем послесвечении, когда ток разряда упал до нуля.

Наличие одного максимума интенсивности для линии Fe в отличие от Al можно объяснить особенностью расположения энергетических уровней атомов и кинетикой процессов в плазме.

На рис. 3 представлены характерные расчетные зависимости потоков заселения возбужденных состояний атома Fe (а) и Al (б) за счет процессов электронного возбуждения (линия 1) и в процессе диэлектронной рекомбинации (линия 2).

Отсчет времени на этих графиках ведется с момента регистрации спектра материала вещества электродов.

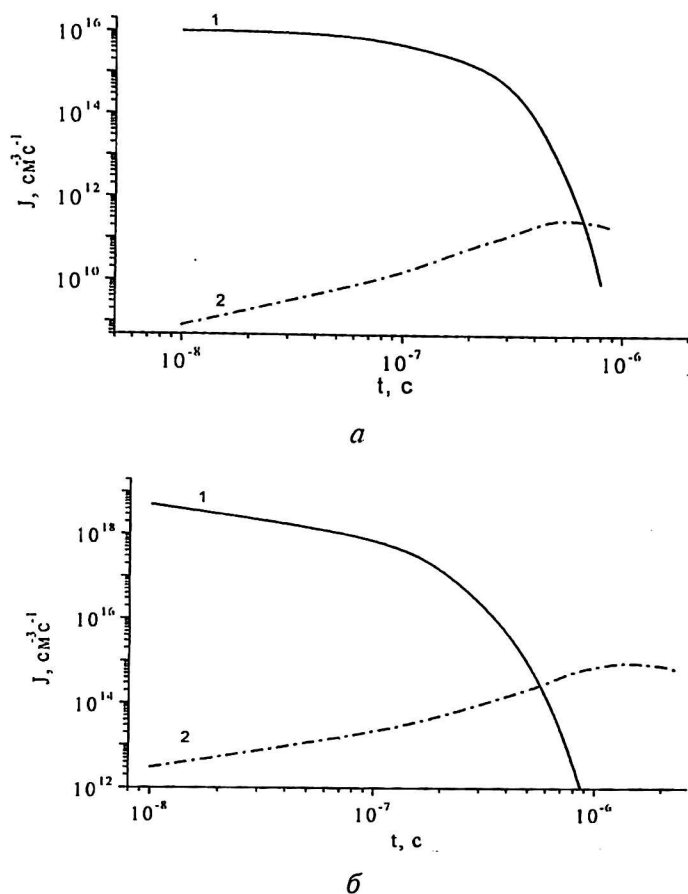


Рис. 3. Расчетные временные зависимости потоков возбуждения атомов железа (а) и алюминия (б) за счет ударного электронного возбуждения (кривая 1) и в процессе диэлектронной рекомбинации (кривая 2)

Как показывает сравнение потоков 1 и 2, для Al первый максимум может быть обусловлен процессами ударного электронного возбуждения, а второй — является рекомбинационным.

Влияние паров материала электродов на устойчивость разряда

При протекании тока за счет конечной проводимости металла в объеме катода происходит интенсивное выделение энергии, которая и приводит к взрывообразному испарению вещества с образованием кратера. Эти пары металла, как известно, в зависимости от их концентрации и пространственного распределения могут сильно повлиять на развитие разряда в целом.

Для характерных времен формирования кратера и его размеров в работе [10] получено выражение

$$\tau \cong (c\rho/\lambda)R_c^2, \quad (1)$$

где c , ρ и λ — удельная теплоемкость, плотность и коэффициент теплопроводности материала катода, соответственно.

В табл. 2 представлены характерные размеры пятен R_c , определенные из (1) для различных значений прикладываемого поля. Время формирования катодных пятен τ_S бралось из результатов спектральных исследований прикатодной плазмы (см. табл. 2). Расчеты проводились для алюминиевого катода, для которого $c = 0,88$ кДж/(кг·К); $\rho = 2,7 \cdot 10^3$ кг/м³; $\lambda = 210$ Вт/(м·К).

Таблица 2

Показатели	Величина				
U, кВ	4	8	10	12	14
τ_S , нс	90	60	50	30	20
$j \cdot 10^6$ А/см ²	4,55	5,58	6,11	7,89	9,66
R_c , мкм	1,59	1,30	1,19	0,92	0,75
γ_c , 10^{-5} г/Кл	1,4	1,4	1,4	1,4	1,4

Следует отметить, что фактически время формирования кратера является одновременно и временем его жизни, так как кратер не может иметь стационарный размер из-за непрерывного процесса испарения вещества. Проведенные нами расчеты позволили оценить характерные параметры катодных пятен.

Действительно, считая τ временем жизни кратера, можно оценить удельную скорость эрозии γ_c как отношение массы испаренного вещества ρV (V — объем лунки кратера) к прошедшему заряду $I_0 \tau$ [10]

$$\gamma_c \cong \frac{4\pi\rho R^3}{3I_0\tau}.$$

Силу тока I_0 можно определить через среднее значение плотности тока на пятно j соотношением $I_0 = j\pi R_c^2$. Плотность тока автоэлектронной эмиссии можно найти из соотношения $j^2 \tau_S = 2,2 \rho c / \chi_0$ [11], где χ_0 — удельное сопротивление катода, для алюминия $\chi_0 = 2,8 \cdot 10^{-8}$ Ом·м.

Соответствующие значения плотности тока для различных амплитуд прикладываемых полей представлены в табл. 2. Интересно отметить, что удельная скорость уноса массы γ_c оказалась величиной постоянной и не зависящей от величины тока, т. е. с увеличением прошедшего через пятно заряда увеличивается масса испаренного вещества; для алюминиевого катода величина $\gamma_c \approx 1,4 \cdot 10^{-5}$ г/Кл.

Следует отметить, что плотность среды вблизи эмиссионного пятна определяется не только плотностью газа в объеме, сублимацией адсорбированных газов и паров, но и количеством атомов металла, испарившихся с поверхности катода. Например, при взрыве только одного микровыступа размером $h_M = 1$ мкм в промежуток поступает порядка $\sim 6 \cdot 10^{10}$ атомов металла, что равно количеству атомов газа в объеме $S_E^{3/2}$ при атмосферном давлении (S_E — площадь эмиссионного центра). В связи с тем что потен-

циал ионизации паров металла намного меньше потенциала ионизации атома гелия, то они будут играть роль легкоионизируемых добавок, что может изменить сильно кинетику процессов в приэлектродных областях, создавая очаги повышенной проводимости. После возникновения катодного пятна динамика развития разряда будет зависеть от пространственного распределения паров материала электродов в межэлектродном промежутке.

Проводимость плазмы определяется выраже-

$$\sigma(r) = \frac{e^2 N_e(r)}{m_e \nu(r)}, \text{ где } \nu(r) \text{ — эффективная}$$

частота столкновений электронов с атомами и ионами буферного газа и паров металла.

Очевидно, что характер протекания электрического тока в разряде не изменится в случае, если $\sigma(r)$ будет оставаться неизменной. При больших давлениях гелия преимущественными являются упругие соударения электронов с атомами, и тогда $\nu(r) \sim N_{\text{He}} T_e^{1/2}$. Воспользуемся тем, что в рассматриваемых условиях T_e является почти линейной функцией E/N_{He} [12]. Тогда получим следующее выражение для проводимости:

$$\sigma(r) \approx \frac{N_e(r)}{N_{\text{He}}(r) \sqrt{E/N_{\text{He}}}}.$$

Распределение $N_e(r)$ однозначно задается распределением газовой температуры и для типичных условий эксперимента почти стационарно. Как видно из приведенной зависимости, радиальное распределение проводимости плазмы определяется в основном распределением плотности электронов. Распределение $N_e(r)$ фактически совпадает с радиальным распределением частоты ионизации [3]. При поступлении в газоразрядный промежуток легкоионизируемых атомов металла с концентрацией N_{Me} происходит их преимущественная ионизация, следовательно, профиль $N_e(r) \sim N_{\text{Me}}(r)$. С учетом последнего получим следующее выражение для проводимости плазмы:

$$\sigma(r) \approx \frac{N_{\text{Me}}(r)}{N_{\text{He}}(r) \sqrt{E/N_{\text{He}}}}.$$

Из полученной зависимости $\sigma(r)$ видно, что радиальное распределение проводимости определяется распределением паров материала вещества электродов в межэлектродном промежутке, так как изменением плотности газа за время развития неустойчивости можно пренебречь.

Таким образом, если добиться равномерного распределения паров в приэлектродной области, то можно стабилизировать разряд за счет дополнительного увеличения плотности электронов. При возрастании интенсивности свечения линий материала электродов, обуслов-

ленной, по-видимому, за счет одно- и двукратной ионизации атомов металла, происходит дополнительная ионизация, приводящая к повторной контракции за счет избыточного давления паров металла.

Из-за высокой плотности мощности, которая выделяется в пятне, продукты эрозии представляют как отдельные атомы и ионы, так и сравнительно крупные частицы (капельки и даже кусочки электрода) [13]. Характерная скорость капле составляет 10–100 м/с. Поскольку длина катодного слоя равна $\sim 10^{-3}$ см, а длительность импульса тока составляет несколько микросекунд, то при таких значениях характерных скоростей капельки не дойдут даже до границы катодного слоя. Поэтому наиболее существенным окажется влияние микрокапелек на свойства прикатодной области.

Заключение

В работе проведено систематическое исследование особенностей развития разряда в парогазовой смеси гелия высокого давления.

Показано, что процессы взрывов микронеоднородностей на поверхности электродов сопровождаются выбросом материала вещества электродов в приэлектродную плазму. Последние вследствие своего низкого потенциала ионизации относительно атомов гелия образуют с гелием Пеннинговскую смесь. Взаимодействие паров материала вещества электродов с электронным газом и атомами гелия приводит к их интенсивному возбуждению и ионизации. При этом спектральные линии паров различного материала электродов по-разному возбуждаются в плазме. Характер возбуждения оказывается различным для одних и тех же линий, регистрируемых с катода и анода. Последнее обстоятельство можно связать со сложным характером кинетики процессов в плазме.

Таким образом, результаты экспериментального исследования спектрального состава излучения приэлектродной плазмы и анализ кинетики процессов в разряде, развивающихся в парах материала вещества электродов, будут способствовать дальнейшему продвижению представлений о развитии неустойчивостей в приэлектродных областях импульсных объемных разрядов.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы "Фундаментальные исследования Высшей школы в области естественных и точных наук". Проект № E02-3.2-16.

Литература

1. Бохан П. А., Клишкин В. М., Прокопьев В. Е. // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18. Вып. 2. С. 80–82.

2. Жуков В. В., Кучерев В. С., Латуш Е. Л. и др.// Квантовая электроника. 1977. Т. 4. № 6. С. 1257—1267.
3. Бохан П. А., Закреевский Д. Э.// ЖТФ. 1997. Т. 67. № 4. С. 25—31.
4. Омаров О. А., Курбанисмаилов В. С., Ашурбеков Н. А.// Прикладная физика. 2003. № 4. С. 20—29.
5. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А.//ТВТ. 1995. Т. 33. № 3. С. 346—350.
6. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Рагимханов Г. Б., Гаджиев М. Х.// В сб.: Матер. III Всерос. конф. по физической электронике. — Махачкала, 2003. С. 155—160.
7. Daalder J. E. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1975. V. 8. P. 1647.
8. Зайдель А. Н., Прокофьев В.К., Райский С.М. и др. Таблицы спектральных линий. — М.: Наука, 1977.
9. Schwirzke F. R. Vacuum Breakdown on Metal Surface// IEEE Trans. on Plasma Science. 1991. V.PS-19. № 5. P. 690—696.
10. Козырев А. В. Прикатодные процессы и их влияние на форму протекания тока в газовом и вакуумном разряде: Дис... докт. физ.-мат. наук: 05.27.02/ Институт сильноточной электроники СО АН СССР. — Томск, 1995.
11. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. — М.: Наука, 1979. — 528 с.
12. Dutton J.// J. Phys. Chem. Ref. Data. 1975. V. 4. № 3. P. 577—856.
13. Месяц Г. А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. — М.: Наука, 2000. — 424 с.

Pulsed discharge in vapour-gaseous intermixtures of a high pressure helium

V. S. Kurbanismailov, O. A. Omarov, N. A. Ashurbekov,
G. B. Ragimkhanov, M. H. Gadzhiev
The Dagestan State University, Makhachkala, Russia

The experimental and theoretical results of examination of a radiation spectrum for a pulsed discharge in vapour-gaseous intermixtures of a high-pressure helium are surveyed, with easily-ionizable impurities of vapour out of Fe/Al electrodes forming during a breakdown as the result of pulverization of electrodes. On the basis of model operation of experimental datas on the radiation spectrum of a near-electrode plasma, we have learnt a kinetics of population of excited states of atoms from vapours of a electrode metal, which derivate the Penning intermixture with a helium. The reference parameters of the explosive-emission centres are calculated on experimental data for delay times of forming the cathode sports and values of current densities in the near-electrode plasma. Investigated is an influence of electrode material vapour on the volumetric discharge stability at a qualitative level.

* * *