

УДК 537.523

МОДЕЛЬ РАСШИРЕНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ПЛОТНОМ ГАЗЕ С УЧЕТОМ ЭЛЕКТРОННОЙ И ЛУЧИСТОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЕЙ.

IV. ПРЕДЕЛЬНАЯ ЯРКОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗРЯДА

У. Юсупалиев

На основе связи между яркостью излучения B_R импульсного сильноточного электрического разряда в плотном газе (Xe, Kr, Ar, Ne, He, N₂, воздухе при атмосферном давлении и выше) и его температурой получена зависимость предельной яркости излучения $B_{\text{ЛИМ}}$ разрядного канала от потенциалов ионизации атомов указанных газов, и определено условие, при котором достигается насыщение яркости. Показано, что эта зависимость согласуется с экспериментальными данными различных исследователей.

Ключевые слова: импульсный сильноточный электрический разряд, предельная яркость, эффект насыщения яркости.

1. Основными характеристиками импульсного сильноточного электрического разряда (ИСЭР) в плотном газе (при давлении порядка атмосферного и выше) в качестве импульсного источника света являются яркость $B_R(t)$ [спектральная плотность яркости $B_R(\lambda)$] и размеры разрядного канала (его длина l_0 и радиус $R(t)$). Такой разряд имеет цилиндрическую симметрию и в начальной послепробойной стадии своего развития представляет собой искровой разряд. Излучательные характеристики мощного искрового разряда микросекундной и наносекундной длительностей (при $l_0 < 5$ см и изменении давления рабочего газа в пределах $p_0 = (1 - 40) \cdot 10^5$ Па) экспериментально достаточно подробно исследованы, в частности, в работах [1–13], а соответствующие характеристики длинных ($l_0 = 5 - 75$ см) разрядов в воздухе при атмосферном давлении – в работах [14–16]. Имеющиеся в литературе [1–16] экспериментальные материалы

Учреждение Российской академии наук Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38.

по исследованию указанных разрядов позволяют составить следующую общую картину закономерностей их излучательных характеристик (яркости, спектральных характеристик и др.) от различных параметров разрядов.

Максимальная во времени яркость излучения $B_{R\max}$ такого расширяющегося разряда при больших напряжённостях поля (от нескольких сотен В/см) и давлениях рабочего газа $p_0 \geq 0.5 \cdot 10^5$ Па увеличивается при повышении погонной вводимой в разряд электрической мощности (повышении напряжения питания U_0 , снижении индуктивности разряда L_{d0} и уменьшении расстояния l_0) лишь до определённого предела $B_{\text{ЛИМ}}$. Такое же явление насыщения яркости разряда наблюдается при повышении давления рабочего газа p_0 мощного искрового разряда как микросекундной [1–10, 12, 13], так и наносекундной длительностей [11]. Было установлено, что для каждого газа существуют своя предельная температура $T_{\text{ЛИМ}}$, равно как и своя предельная яркость излучения $B_{\text{ЛИМ}}$. Это явление было названо эффектом насыщения яркости излучения расширяющегося импульсного разряда в плотном газе, и этот эффект достаточно подробно экспериментально исследован в работах [1–13]. Причем для разряда в инертных газах (Xe, Kr, Ar, Ne, He) величина $B_{\text{ЛИМ}}$ тем больше, чем меньше атомная масса рабочего газа. Для тяжёлых газов (Xe, Kr) достижение предельной яркости $B_{\text{ЛИМ}}$ наступает при параметрах разрядного контура, соответствующих погонной вводимой в разряд мощности, меньшей, чем для легких. Рассчитанная по яркости излучения B_R яркостная температура разряда оказывается близкой к температуре плазмы, определяемой по спектральной плотности яркости $B_R(\lambda)$ в ближнем ИК, видимом и ближнем УФ диапазонах спектра, что является следствием большой оптической толщины разряда. Насыщение спектральной яркости излучения $B_R(\lambda)$ прежде всего наступает в более длинноволновой части спектра [1–3, 5, 6].

К этой краткой картине закономерностей излучательных характеристик указанных разрядов добавим следующее. Согласно данным работ [7, 13, 17], при достижении предельной температуры и предельной яркости разрядов почти все атомы в разрядном канале ионизованы двукратно.

Зная связь яркости излучения $B_R(t)$ и радиуса $R(t)$ разрядного канала с характеристиками разрядного контура (U_0 , емкостью батареи конденсаторов C , индуктивностью разрядного контура L_K, l_0), а также с давлением p_0 и родом рабочего газа, можно было бы рассчитать энергию излучения импульсного разряда, а следовательно, и КПД такого источника излучения. Знание таких зависимостей является актуальным для решения ряда прикладных задач. Однако получение теоретических оценок излучательных ха-

рактических характеристик рассматриваемых расширяющихся разрядов является в настоящее время ещё более проблематичным, чем получение оценок их динамических характеристик [13–16, 18–24]. Поэтому цель данной работы состоит в количественном описании эффекта насыщения яркости излучения ИСЭР в газе при давлении порядка атмосферного и выше, т.е. определении условий достижения предельных яркостей для заданного газа и их величин в зависимости от начальных характеристик разряда и рабочего газа.

2. Для этого, прежде всего, определим связь между яркостью излучения $B_R(t)$ рассматриваемого разряда и его температурой T_C . Такая связь была установлена экспериментально в работе [13] для случая, когда импульсный разряд в плотном газе излучает как черное тело. Анализ опытных данных показывает [1–14], что ИСЭР при давлении порядка атмосферного и выше излучает как черное тело при значении обобщенной переменной такого разряда – безразмерного комплекса (инварианта подобия) $\Xi = \frac{U_{d0} F \rho_0 A_0}{l_0 p_0^2 B_0^2} > 0.1$ (где U_{d0} – начальное падение напряжения на разрядном промежутке; F – начальная скорость нарастания разрядного тока;

$$A_0 = \pi \left[\left(\frac{\gamma_d}{\gamma_d - 1} \right) \left(\frac{\gamma_0 + 1}{2} \right) + \frac{1}{2} \right], \quad B_0 = \pi \left[\frac{I_{\text{eff}}}{\theta_0} - \left(\frac{1}{\gamma_d - 1} \right) \left(\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1} \right) - \left(\frac{2\gamma_0}{\gamma_0 + 1} \right) \right],$$

γ_d – показатель адиабаты плазмы разрядного канала; $\rho_0, \theta_0 = kT_0$ и γ_0 – плотность, температура и показатель адиабаты окружающего разряд газа (k – постоянная Больцмана); I_{eff} – энергия, затраченная на диссоциацию и ионизацию одной частицы газа). Согласно данным работы [18], значения обобщенной переменной Ξ для мощных расширяющихся разрядов ($F = U_0/L_K \sim 10^9 - 10^{12}$ А/с) не превосходит 30–40. Для большинства существующих опытных данных таких разрядов неравенство $\Xi > 0.1$ выполняется.

В случае импульсного расширяющегося разряда, излучающего как чёрное тело, авторы монографии [13], пользуясь формулой Планка и кривой относительной спектральной световой эффективности, экспериментально показали, что в интервале температур $(2 - 7) \cdot 10^4$ К яркость излучения такого импульсного разряда достаточно точно описывается следующим выражением:

$$B = 5.9 \cdot 10^{-3} (T - 8300) \text{ Гкд/м}^2. \quad (1)$$

Ниже будем рассматривать ИСЭР с такими температурами.

Т а б л и ц а 1

Род газа	$T_{\text{ЛИМ}}$, К (эВ) [литература]	$\Xi_{\text{ЛИМ}}$	$I_1(I_{\text{эф}})$ (эВ)	I_2 , (эВ) ($I_1 + I_2$)	$\frac{\theta_{\text{ЛИМ}}}{I_1 + I_2}$	$B_{\text{ЛИМ}}$, $\Gamma_{\text{кд}}/\text{м}^2$
Хе	28500-30000, (2.46-2.58) [5, 10, 13]	2.0-3.0	12.13	21.20 (33.33)	0.074-0.077	119-128
Кр	32500-33500, (2.8-2.88) [5, 10, 13]	2.6-3.6	13.90	24.60 (38.5)	0.073-0.075	143-148
Ар	36500-38500, (3.15-3.23) [5, 10, 13]	4.0-5.0	15.76	27.60 (43.36)	0.073 0.075	166-178
воздух	43000, (3.7) [10, 13]	5.6-6.5	16.0	35.1 атом О (51.1)	0.076	204
N ₂	41000, (3.54) [10, 13]	6.5-7.5	16.5	29.60 (46.1)	0.076	193
Ne	52500, (4.53) [10, 13]	7.5-8.5	21.56	40.96 (62.52)	0.072	261
He	67000-71000, (5.78-6.12) [5, 10, 13]	9.5-10.5	24.59	54.42 (79.0)	0.073-0.077	346

В [19] показано, что при $\Xi \geq \Xi_{\text{ЛИМ}}$ для ИСЭР в инертных газах (Хе, Кр, Ар, Не, He), азоте и воздухе выполняется следующая универсальная зависимость между предельной температурой плазмы $T_{\text{ЛИМ}}$ разрядного канала и суммой $(I_1 + I_2)$ потенциалов ионизации атомов этих газов:

$$\frac{kT_{\text{ЛИМ}}}{I_1 + I_2} \approx 0.074, \quad (2)$$

где I_1 и I_2 – первый и второй потенциалы ионизации атомов, $\Xi_{\text{ЛИМ}}$ – значение переменной Ξ , при котором достигается предельная температура $T_{\text{ЛИМ}}$. Значения величин $\Xi_{\text{ЛИМ}}$ и

$T_{\text{ЛИМ}}$ приведены в табл. 1. Универсальная зависимость (2) сначала была установлена на основе экспериментальных данных в работе [19], а затем получена теоретически в [24]. С учетом (1) и (2) при $\Xi \geq \Xi_{\text{ЛИМ}}$ для предельной яркости излучения такого разряда $V_{\text{ЛИМ}}$ получим следующую формулу:

$$V_{\text{ЛИМ}} = 5.9 \cdot 10^{-3} \left(0.074 \frac{I_1 + I_2}{k} - 8300 \right) \text{Гкд/м}^2. \quad (3)$$

На рис. 1 приведена экспериментальная зависимость предельной яркости $V_{\text{ЛИМ}}$ ИСЭР в газе от суммы первого и второго потенциалов ионизации атомов для следующих газов: Хе, Кр, Аг, Не, Не, азота N_2 и воздуха. Экспериментальные данные взяты из работ [10, 13], в которых приведены основные результаты по излучательным характеристикам рассматриваемых разрядов, полученные различными исследователями [1–3, 5–7]. Из них следует, что чем больше сумма потенциалов ионизации атомов ($I_1 + I_2$), тем больше предельная яркость излучения $V_{\text{ЛИМ}}$ рассматриваемых разрядов. Так, например, яркость излучения $V_{\text{ЛИМ}}$ максимальна для разряда в гелии, у которого сумма $I_1 + I_2$ максимальна и равна 79 эВ. На этом же рисунке приведена прямая, построенная по формуле (3), и которая в пределах ошибки измерения хорошо согласуется с экспериментальными данными.

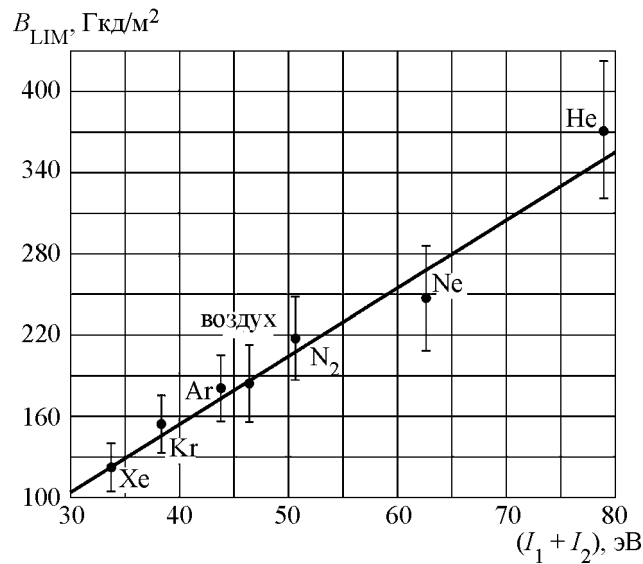


Рис. 1: Зависимость предельной яркости излучения импульсного сильнотоочного электрического разряда в плотном газе (при давлении порядка атмосферного и выше) от суммы первого I_1 и второго I_2 потенциалов ионизации атомов рабочих газов (Хе, Кр, Аг, воздуха, N_2 , Не и Не).

Из формулы (1) следует, что для определения условий достижения предельной яркости разряда можно использовать уравнение для температуры его разрядного канала T_C . Такое уравнение было получено в работе [24] из рассмотрения баланса энергии для оболочки расширяющегося разряда с учетом энергии ионизации вовлекаемого в разряд газа, а также электронной и лучистой теплопроводностей:

$$x^5 - a_0 x^{7/2} - \frac{5}{2} b_0 x - \frac{1}{3} b_0 = 0, \quad (4)$$

где $x = \frac{kT_C}{I_1 + I_2}$, $a_0 = \frac{3\nabla_r T(\Xi) k^5}{4\sigma_0 \sqrt{m_e} e^4 \ln \Lambda (I_1 + I_2)^{3/2}}$, $b_0 = \frac{k^4 (\gamma_0 + 1) \rho_0 c_0^3 [f(\Xi)]^3}{2\sigma_0 (I_1 + I_2)^4}$, m_e и e – масса

и заряд электрона, $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм, $V_{in} = c_0 f(\Xi) = \sqrt{\frac{B_0}{2\gamma_0 A_0} (\sqrt{1 + 2\Xi} - 1)}$ – начальная скорость расширения разрядного канала, c_0 – скорость звука в рабочем газе, σ_0 – постоянная Стефана–Больцмана, $\nabla_r T(\Xi)$ – радиальный градиент температуры в оболочке разряда ($\nabla_r T < 0$). Формула для скорости V_{in} получена в работе [23] на основе энергетического баланса для разрядного канала ИСЭР, и там же показано, что она в пределах ошибки измерения достаточно точно описывает экспериментальные данные различных исследователей [10, 13–15, 25, 26]. Из (1) и (4) получим, что яркость B_R излучения разряда также является функцией обобщенной переменной Ξ такого разряда.

Отсюда следует, что температура и яркость расширяющихся разрядов в плотном газе определяется не мощностью, введенной в разряд, а начальной скоростью ее изменения, поскольку обобщенная переменная Ξ представляет собой отношение скорости изменения погонной вводимой в разряд мощности к скорости изменения суммарной погонной мощности процессов, возникающих при разряде. Такими процессами для расширяющегося разряда являются джоулев нагрев плазмы, энергетические затраты на ионизацию вовлекаемого в разряд окружающего газа, работа разряда, совершаемая против давления окружающего газа при его расширении по плотному газу.

Из решения уравнения (4) следует [24], что для ИСЭР в ксеноне (криптоне, аргоне, воздухе, азоте, неоне и гелии) его предельная температура достигается при значении его обобщенной переменной $\Xi \geq \Xi_{\text{LIM}(\text{Xe})} = 2 - 3$ ($\Xi_{\text{LIM}(\text{Kr})} = 2.6 - 3.6$; $\Xi_{\text{LIM}(\text{Ar})} = 4.0 - 5.0$; $\Xi_{\text{LIM}(\text{Air})} = 5.6 - 6.5$; $\Xi_{\text{LIM}(\text{N})} = 6.5 - 7.5$; $\Xi_{\text{LIM}(\text{Ne})} = 7.5 - 8.5$ и $\Xi_{\text{LIM}(\text{He})} = 9.5 - 10.5$). Согласно формуле (1), насыщение яркости излучения ИСЭР в этих газах достигается при указанных значениях обобщенной переменной Ξ . При выполнении условия $\Xi \geq 9.5 - 10.5$ независимо от рода рабочего газа для разрядов наблюдается эффект насыщения их яркости, что является следствием того, что при $\Xi \geq 9.5 - 10.5$ такие разряды в указанных газах имеют одинаковую относительную температуру $\frac{kT_{\text{LIM}}}{I_1 + I_2} \approx 0.074$.

Так как величину безразмерной обобщенной переменной рассматриваемого разряда Ξ можно варьировать путем изменения параметров разрядного контура и рабочего газа в разрядной камере (напряжения U_0 , индуктивности L_K , длины разрядного промежутка l_0 и давления рабочего газа p_0), то для заданного газа условие

$$\Xi \geq \Xi_{\text{LIM(Gas)}} \quad (5)$$

можно называть условием достижения насыщения яркости излучения ИСЭР в плотном газе. Причём, согласно решению уравнения (4), чем меньше сумма первого и второго потенциалов ионизации атомов газа ($I_1 + I_2$), тем меньше $\Xi_{\text{LIM(Gas)}}$. Поскольку величина ($I_1 + I_2$) меньше для тяжёлых инертных газов (Xe, Kr), то для разрядов в таких газах предельная яркость B_{LIM} достигается при меньшей погонной вводимой в разряд мощности, что согласуется с экспериментальными данными [1–8, 10, 13].

При выбранном газе условие (5) для заданных параметров разряда (p_0, C, L_K, l_0) может предсказать, при каком напряжении $(U_0)_{\text{LIM}}$ достигается насыщение яркости искрового разряда. Это условие проверим для условий работы [11], в которой экспериментально исследовалась яркость наносекундного искрового разряда в гелии от параметров разряда и рабочего газа (от величины U_0 и p_0) при $l_0 = 0.65$ мм и емкости конденсатора $C = 3.7$ нФ. Показано, что чем больше давление рабочего газа p_0 такого разряда, тем при больших значениях зарядного напряжения U_0 достигается насыщение его яркости излучения. Так, при давлении гелия $p_0 = 3.6 \cdot 10^6$ Па для рассматриваемого разряда насыщение его яркости излучения достигается, когда напряжение $U_0 = 4.6$ кВ, а для давления гелия $p_0 = 4 \cdot 10^6$ Па – при $U_0 = 5.0$ кВ. Такую закономерность можно объяснить на основе условия (5). Действительно, из (5) определим значение напряжения $(U_0)_{\text{LIM}}$, при котором достигается насыщение яркости излучения разряда для заданных начальных параметров разряда $F, \theta_0, \gamma_0, l_0$ и p_0

$$(U_0)_{\text{LIM}} \geq \left(\frac{l_0 c_0^2 p_0 \Xi_{\text{LIM(Gas)}}}{F A_0 \gamma_0} \left(\frac{I_{\text{eff}}}{\theta_0} \right)^2 \right). \quad (6)$$

Из (6) следует, что при заданных начальных параметрах разряда чем больше давление p_0 и потенциалы ионизации рабочего газа, тем при больших значениях зарядного напряжения U_0 достигается эффект насыщения яркости разряда. Из (6) определялось значение напряжения $(U_0)_{\text{LIM}}$ для условий работы [11]. Так, согласно (6), при давлении гелия $p_0 = 3.6 \cdot 10^6$ Па $(U_0)_{\text{LIM}} \approx 4.3$ кВ, а при $p_0 = 4 \cdot 10^6$ Па – $(U_0)_{\text{LIM}} = 4.8$ кВ, что практически не отличаются от экспериментальных данных.

Итак, зависимость яркости излучения импульсных высоковольтных электрических разрядов в плотном газе от их начальных параметров, условие достижения насыщения их яркостей излучения, полученные на основе решения уравнения (4) для их температуры, в пределах ошибок измерения согласуются с экспериментальными данными как для разрядов микросекундной, так и для разрядов наносекундной длительностей.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] М. П. Ванюков, А. А. Мак, ДАН СССР **123**(6), 1022 (1958).
- [2] Ф. А. Черная, Оптика и спектроскопия **4**(6), 725 (1958).
- [3] М. П. Ванюков, А. А. Мак, УФН **66**(2), 301 (1958).
- [4] Н. Fischer, in: *Proceedings of Conf. on Extremely High Temperatures* (John Wiley & Sons, New York, 1958), p. 11.
- [5] М. П. Ванюков, А. А. Мак, А. И. Садыков, ДАН СССР **135**(3), 557 (1960).
- [6] M. P. Vanyukov, and A. A. Mak, in: *Proceedings of the fifth International Congress on High Speed Photography* (SMIPTE, New York, 1962), p. 41.
- [7] И. С. Маршак, УФН **77**(2), 229 (1962).
- [8] Н. Fischer and W. Schwanzer, Applied Optics **8**(3), 697 (1969).
- [9] И. Н. Романенко, Оптика и спектроскопия **27**(3), 521 (1969).
- [10] В. П. Кирсанов, *Предельные характеристики газоразрядных импульсных источников света*. Диссертация на соиск. уч. степ. к.т.н. (М., ФИАН СССР, 1970).
- [11] Н. Krompholz and Н. Fischer, Applied Optics **13**(1), 203 (1974).
- [12] К. Фольрат, *Искровые источники и высокочастотная искровая кинематография*. В сб.: Физика быстротекущих процессов, Т.1 (М., Мир, 1971), с. 98.
- [13] И. С. Маршак, А. С. Двойников, В. П. Кирсанов и др., *Импульсные источники света*, под ред. И.С. Маршака (М., Энергия, 1978).
- [14] А. Ф. Александров, А. А. Рухадзе, *Физика высоковольтных электроразрядных источников света* (М., Атомиздат, 1976).
- [15] Б. Л. Борович, В. Б. Розанов, В. С. Зуев и др., *Высоковольтные излучающие разряды и газовые лазеры с оптической накачкой*. В сб.: Итоги науки и техники, ер. Радиотехника, (Москва, ВИНТИ, 1978), с. 79.
- [16] А. С. Камруков, Н. П. Козлов, Ю. С. Протасов, *Плазгодинамические источники излучения высокой спектральной яркости и генераторы сильных ударных волн*. В кн.: "Радиационная плазгодинамика". Т. 1 (М., Энергоатомиздат, 1991), с. 10.

- [17] Г. Г. Долгов, С. Л. Мандельштам, *ЖЭТФ* **24**(6), 691 (1953).
- [18] У. Юсупалиев, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **36**(8), 33 (2009).
- [19] У. Юсупалиев, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **34**(9), 28 (2007).
- [20] С. И. Брагинский, *ЖЭТФ* **34**, 1548 (1958).
- [21] Ю. К. Бобров, В. В. Вихрев, И. И. Федотов, *Физика плазмы* **14**(10), 1222 (1988).
- [22] С. Н. Колгатин, *ЖТФ* **65**(7), 10 (1995).
- [23] У. Юсупалиев, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **36**(8), 44 (2009).
- [24] У. Юсупалиев, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **37**(3), 23 (2010).
- [25] К. С. Вульфсон, И. Ш. Либин, *ЖЭТФ* **21**, 510 (1951).
- [26] Н. М. Гегечкори, *ЖЭТФ* **21**, 493 (1951).

Поступила в редакцию 28 октября 2010 г.