

УДК. 537.521

## Сильноточный диффузный разряд в аргоне

*В. С. Курбанисмаилов, О. А. Омаров, Г. Б. Рагимханов, Х. М. Абакарова, А. А. Али Рафид*

*На основе экспериментальных данных и теоретических оценок изучено развитие объемного разряда в Ar атмосферного давления при больших перенапряжениях и удельных энергозкладах. При перенапряжениях более 75 % формируется сильноточный диффузный разряд с удельной мощностью  $\sim 10^7$  Вт/см<sup>3</sup>, плотностью тока  $\sim 10^3$ — $10^4$  А/см<sup>2</sup>, концентрацией электронов  $\sim 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и температурой  $\sim 1$  эВ. Основным механизмом ионизации является ступенчатая ионизация, а каналом гибели электронов — диссоциативная рекомбинация.*

PACS: 52, 51.70.+f

*Ключевые слова:* объемный разряд, контракция, катодные пятна, диффузный канал, сильноточный диффузный разряд.

### Введение

Известно, что в инертных газах и в смесях с небольшими добавками галогеносодержащих соединений (SF<sub>6</sub>, CCl<sub>4</sub>, NF<sub>3</sub>) при удельных энергозкладах в разряд свыше 0,1 Дж/см<sup>3</sup> имеет место сильноточный диффузный разряд (СДР) [1—3]. Развитие объемного разряда затормаживается на промежуточной стадии, когда образуются диффузные каналы, которые перекрывают промежуток. В дальнейшем диффузные каналы, сливаясь, образуют однородный столб разряда высокой проводимости — сильноточный диффузный разряд. Это явление в работе [1] объясняется тем, что процесс протекания тока в объеме носит в условиях ударной ионизации неустойчивый характер, что и обуславливает образование диффузного канала. С образованием диффузного канала энергия, запасенная в конденсаторе, расходуется не на дальнейшее развитие канала и преобразование его в искру, а на образование новых диффузных каналов.

Несмотря на внешнее сходство (наблюдается объемное однородное свечение), свойства разряда на объемной фазе и на СДР имеют существенное различие. Речь идет, по существу, о двух разных формах объемного протекания тока.

Известно, что при предельных плотностях тока и энергозкладах объемный разряд контрагируется в искровой канал. Необычность СДР заключается в том, что, в отличие от объемного разряда (ОР), в нем фактически отсутствует контракция.

Поскольку инертный газ аргон широко используется в качестве буферного газа во многих лазерных средах, то целью данной работы является изучение развития объемного разряда в Ar атмосферного давления при больших перенапряжениях и больших удельных энергозкладах.

### Постановка работы и описание процессов

Экспериментальная установка и методы исследования подробно описаны в работах [4, 5].

В объемных разрядах искровой канал инициируется процессами на катоде. В объемных разрядах, когда ионизационный фронт по аналогии с высокоскоростными волнами ионизации [6] подходит к катоду, интенсивность свечения столба резко возрастает (см. рис. 1), а катодная часть замыкается узким ( $2r = 0,2$  мм) нитевидным свечением. Диаметр диффузного канала на этой стадии составляет 4 мм. Через 20—25 нс в аргоне после перекрытия промежутка ионизационным фронтом появляется яркое катодное пятно, и разряд принимает форму конуса с вершиной у катода (фото 4, рис. 1, а). Яркость катодного пятна (рис. 1, фото 5) значительно выше яркости столба, катодная часть имеет ярко очерченные границы ( $2r = 0,2$ — $0,3$  мм) и диаметр столба свечения сужается (у анода 2—3 мм).

Курбанисмаилов Вали Сулейманович, профессор.  
Омаров Омар Алиевич, зав. кафедрой, профессор.  
Рагимханов Гаджимирза Балагланович, доцент.  
Абакарова Халимат Магомедовна, соискатель.  
Али Рафид Аббас Али, аспирант.  
Дагестанский государственный университет.  
Россия, 367025, Республика Дагестан,  
г. Махачкала, ул. М. Гаджиева, 43<sup>а</sup>.  
Тел. (8-872-2) 56-21-22. E-mail: Vali\_60@mail.ru

Статья поступила в редакцию 20 февраля 2015 г.

© Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Рагимханов Г. Б., Абакарова Х. М., Али Рафид А. А., 2015

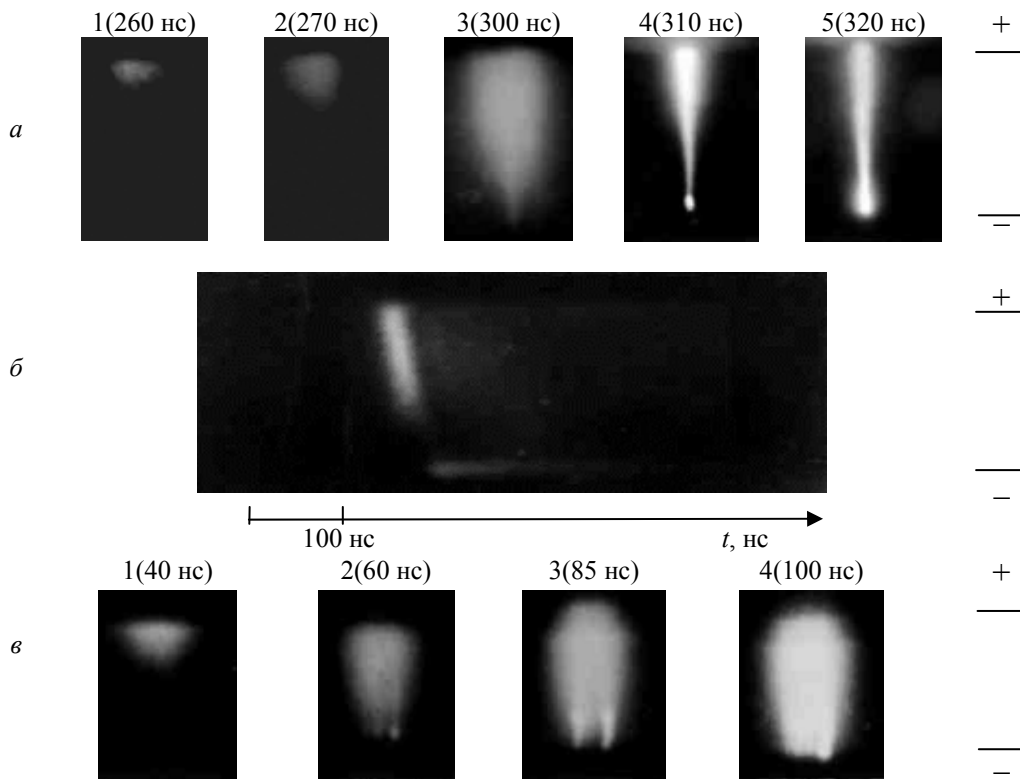


Рис. 1. Фотографии свечения в разрядном промежутке ( $p = 1$  атм,  $d = 1$  см): а — фотографии свечения в различные моменты времени ( $E/p = 10,53$  В/см·Торр); б — фотография непрерывной целевой развертки свечения ( $E/p = 10,53$  В/см·Торр); в — фотографии свечения при  $E/p = 21,05$  В/см·Торр

По времени образование катодного пятна совпадает с началом резкого роста тока и спада напряжения на разрядном промежутке. Сопротивление промежутка в момент замыкания прикатодной области составляет  $10^3$  Ом. На начальных стадиях развития катодное пятно имеет полусферическую форму, и скорость его расширения составляет  $2,5 \cdot 10^6$  см/с [7].

Согласно современным представлениям [8], эмиссия электронов с микроострия катода при достаточно большом прикатодном падении до его взрыва длится  $10^{-9}$ — $10^{-8}$  с. Следовательно, процессом, определяющим длительность однородного горения, является формирование прикатодного падения напряженности поля ( $E \sim 10^5$  В/см).

Как уже было отмечено, однородный слабый разряд формирует ионизационный фронт, распространяющийся с анода. Причиной образования усиленной ионизации у анода является усиление напряженности электрического поля положительным объемным зарядом. Усиление напряженности электрического поля приводит к усилению ионизации, и граница пространственного заряда, оставляя за собой столб плазмы, распространяется к катоду.

Напряженность электрического поля в диффузном столбе равно  $E_{cm} \approx U_{np}/d$  (где  $U_{np}$  — напряжение прикладываемое к промежутку,  $d$  — длина промежутка). Напряженность электрическо-

го поля  $E_k \sim 10^5$  В/см при наличии микронеоднородностей и диэлектрических вскраплений достаточно для инициирования взрывной эмиссии и формирования катодного пятна [9, 10].

Количество электронов в эктоне  $\sim 10^{10}$ — $10^{11}$  [8, 11]. При таких условиях с микроэмиттера может распространяться электронная ударная волна со скоростью  $\sim \sqrt{\frac{eU}{m}}$ , где  $eU$  — энергия электро-

нов,  $m$  — масса электрона. Такая волна может сформировать в промежутке диффузный канал и анодные пятна. Электроны (эмитируемые катодом в переходном от автоэлектронного к взрывно-эмиссионному режиму), попадая в область высокого поля, могут перейти в режим непрерывного ускорения. На катодном слое электроны могут набрать энергию  $eU_k \sim 10^3$  эВ. Естественно, электроны, имеющие энергию  $10^2$ — $10^3$  эВ, будут эффективно ионизировать газ. Такой пучок электронов может привести к развитию различных неустойчивостей плазмы диффузионного столба. Другой причиной появления электронов большой энергии может быть стохастическое ускорение электронов в плотной плазме катодного пятна после взрыва микроострия. Эти предположения объясняют появление одновременно (или почти одновременно) с катодным пятном привязанных к нему диффузного канала и анодных пятен.

На основании вышеизложенного можно заключить, что формирование канала начинается с флуктуации плотности в плазме: в объемном разряде — это катодное пятно. Прорастание канала с этих областей объясняется искажением поля в промежутке. Для этого необходимо чтобы плотность заряженных частиц (проводимость) иницирующей области была значительно больше, чем в столбе разряда. По времени появление областей высокой проводимости совпадает с началом резкого роста тока и спада напряжения на промежутке, т. е. энерговклад в разряд резко увеличивается с началом формирования канала. Эксперименты показывают, что, создавая условия для возникновения множества катодных пятен в объемном разряде, удается затормозить процесс формирования искрового канала.

Начальные условия иницирования разряда во многом определяет его дальнейшую динамику. Поэтому с целью выяснения влияния начальных условий фотографировались разряды без временной развертки. Фотографии разряда с предварительной ионизацией (давление в промежутке  $p = 1$  атм, длина промежутка  $d = 3$  мм) показаны на рис. 2. Перенапряжение соответственно: 1 — 0 %; 2 — 50 %; 3 — 100 %; 4 — 150 %.

Как видно из рис. 2 (фото 1), при малых перенапряжениях формируется однородный искровой канал, конечный диаметр которого у катода больше, чем у анода. Различаются яркие точки на аноде. С увеличением перенапряжения картина разряда меняется: увеличивается диаметр свечения разряда и его форма близка к форме усеченного конуса. Разряд состоит из отдельных каналов разной яркости, привязанных к ярким катодным и анодным пятнам; отдельные каналы с изгибами (рис. 2, фото 3). Дальнейшее увеличение прикладываемого напряжения приводит к усилению неоднородности по сечению. Разница в яркости приэлектродных областей и самого канала увеличивается.

При перенапряжениях  $W = 100$  % (напряжение статического пробоя в Ar при  $p = 3$  атм и  $d = 3$  мм

составляет  $U_{cm} = 5,6$  кВ) заметны отдельные диффузные каналы. Расположение катодных и анодных пятен при пробое аргона носит случайный характер, особенно это заметно при больших перенапряжениях (рис. 2, фото 4). Дальнейшее увеличение прикладываемого напряжения приводит к усилению неоднородности по сечению. Разница в яркости приэлектродных областей и канала увеличивается.

С ростом пробойного напряжения число катодных пятен увеличивается, и средняя плотность тока оказывается меньшей, чем в случае одиночного канала. Развитие разряда затормаживается на промежуточной стадии — диффузные каналы с яркими катодными пятнами. Диффузные каналы, сливаясь, образуют однородный столб плазмы высокой проводимости (сильноточный диффузный разряд). Плотность тока в СДР составляет  $\sim 10^3$  А/см<sup>2</sup>, т. е. намного меньше, чем в искровом канале, и слабо зависит от прикладываемого поля (см. таблицу).

Таблица

$E_0$ , кВ/см	12	14	16	18	20	23
$j$ , $10^3$ А/см <sup>2</sup>	2	2,7	3,1	3,5	3,8	4,2

В таблице приведены измеренные значения средней плотности тока плазмы СДР в аргоне к моменту времени  $t = 150$  нс от начала резкого роста тока. Такая форма разряда наблюдается в смесях инертных и электроотрицательных газов [1—2].

Необходимым условием зажигания СДР является достаточно сильная предварительная ионизация и, соответственно, создание столба слабопроводящей плазмы. В этом случае диффузные каналы равномерно покрывают поверхность электродов. Длительность горения СДР в аргоне составляет  $\sim 10^{-6}$  с. В согласованном режиме питания СДР горит при постоянном напряжении и плотности тока. Электрическое поле в столбе разряда  $\sim 10^3$  В/см. Сопротивление разряда в условиях эксперимента  $\sim 1$  Ом.

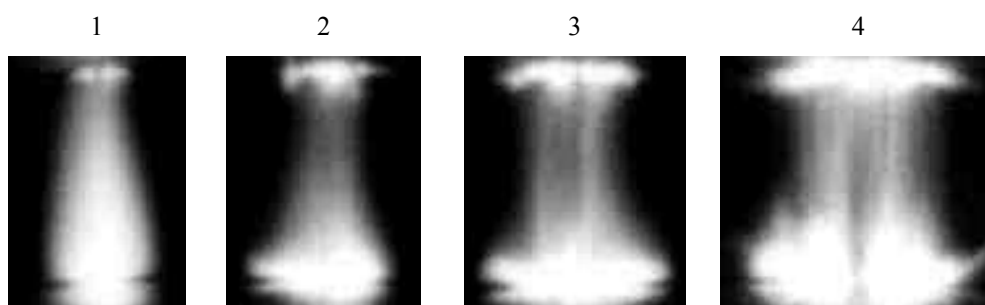


Рис. 2. Интегральные во времени фотографии разряда с предварительной ионизацией ( $d = 3$  мм,  $p = 1$  атм). Перенапряжения соответственно: 1 — 0 %; 2 — 50 %; 3 — 100 %; 4 — 150 %. Анод — сверху

Стационарное значение напряжения горения разряда устанавливается через 100 нс. Проводимость плазмы разряда  $30\text{--}40 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$ , что соответствует температуре электронов  $T_e = 10000\text{--}15000 \text{ К}$ , которая в три-четыре раза меньше температуры плазмы искрового канала. А концентрация электронов, определенная по плотности тока и напряжению горения, характеризуется величинами  $n_e \sim 10^{16}\text{--}10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

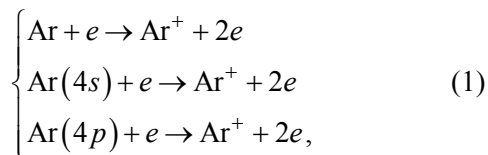
Максимальный энерговыход в СДР составляет  $10 \text{ Дж}/(\text{см}^3\cdot\text{атм})$ . Плотность электронов в плазме слаботоочного разряда, оцененная по полуширинам ( $\Delta\lambda_{0,5} \sim 0,1 \text{ нм}$ ) линий атомов аргона  $427,2$  и  $425,9 \text{ нм}$ , табулированных в [12], оказалась равной  $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Это значение близко к равновесному значению концентрации при  $T_e = 10000 \text{ К}$ .

Спектр слаботоочного диффузного разряда характеризуется интенсивными атомными линиями, причем интенсивность ионных линий заметно ниже. Наиболее интенсивно излучаются линии  $\text{ArI}$ :  $442,3, 436,3, 433,5, 355,6 \text{ нм}$ . Особенностью сильнотоочного диффузного разряда является невысокое напряжение горения, при котором ударная ионизация не может обеспечить поддержание проводимости столба плазмы.

### Анализ элементарных процессов

Для выяснения основных каналов рождения и гибели заряженных частиц рассмотрим картину элементарных процессов в аргоне с учетом экспериментально измеренных концентраций и температур, в рамках модифицированного диффузионного приближения [13].

По аналогии с работой [14], возбужденные состояния атомов аргона  $4s$  и  $4s'$  объединим в блок 1, а состояния  $4p$  и  $4p'$  в блок 2. Тогда упрощенная схема энергетических уровней выглядит так, как показано на рис. 3. Рождение заряженных частиц происходит в реакциях прямой ионизации  $j_{0e}, j_{1e}, j_{2e}$ , по следующей схеме:



и ступенчатой ионизации второго блока  $j_{2e}^C$ .

Конверсия атомных ионов в молекулярные учитывает поток  $j^k$



Гибель электронов и ионов обусловлена процессами трехчастичной рекомбинации ( $j_{e0}, j_{e1}, j_{e2}, j_{e2}^+$ ), диссоциативной рекомбинацией  $j_D$  и конверсией. Процессы возбуждения и девозбуждения

атомов электронным ударом, а также спонтанное излучение учитывается в виде потоков  $j_{e1}, j_{12}, j_{10}, j_{21}, j_{19}^*, j_{21}^*$ . Константы процессов приведены в работе [15].

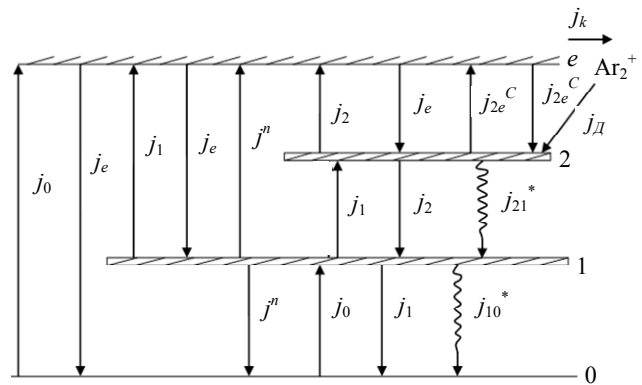


Рис. 3. Схема энергетических уровней и потоков в плазме сильнотоочного диффузного разряда. Индексы 0 и e соответствуют основному состоянию и континууму.

Равновесную концентрацию молекулярных ионов в условиях эксперимента определим с учетом рождения и гибели ионов  $\text{Ar}_2^+$ . При равновесии плотность молекулярных ионов будет определяться уравнением:

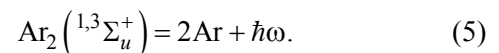
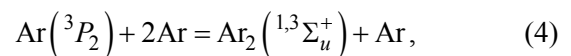
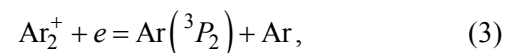
$$k_c n_a^2 n_e = \beta_r n_e n_{\text{Ar}_2^+},$$

где  $k_c = 2,5 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6/\text{с}$  — коэффициент конверсии,  $n_a = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  — плотность нейтральных атомов (считается, что газ находится при комнатной температуре),  $\beta_r = 9 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$  — коэффициент диссоциативной рекомбинации. Отсюда имеем результат в виде соотношения:

$$n_{\text{Ar}_2^+} \approx \frac{k_c n_a^2}{\beta_r} \sim 10^{15}\text{--}10^{16} \text{ см}^{-3}.$$

Анализ скоростей процессов показывает, что основным каналом рождения заряженных частиц является ступенчатая ионизация со второго уровня.

Следует отметить, что в разряде могут эффективно образовываться димеры аргона, как показано в работах [16—18]. Образование молекул  $\text{Ar}_2$  в состояниях  $1^3\Sigma_u^+$  происходит в результате следующей последовательности процессов:



Легко убедиться в том, что в условиях рассматриваемого эксперимента характерные времена

процессов (2)—(5) много меньше типичной длительности импульса электроразрядного возбуждения ( $\sim 10^6$  с). В самом деле, характерное время конверсии атомных ионов в молекулярные (2) составляет величину  $\tau_c \sim (n_d^2 k_c)^{-1} \sim 6 \cdot 10^{-9}$  с. Характерное время процесса диссоциативной рекомбинации (3) можно оценить выражением  $\tau_r \sim (\beta_r \cdot n_e)^{-1} \sim 10^{-9}$  с.

Такого же порядка оказывается характерное время процесса (4), для оценки которого можно воспользоваться значением  $k_4 \approx 10^{-32}$  см<sup>6</sup>/с [15]. На основании результатов выполненных выше оценок можно заключить, что за время импульса в разряде успевают установиться квазистационарные условия. В соответствии с этими условиями квазистационарное значение концентрации заряженных частиц определяется балансом между процессами ионизации атомов электронным ударом (1) и диссоциативной рекомбинации электронов и молекулярных ионов (2), а квазистационарное значение концентрации димеров Ag<sub>2</sub> устанавливается в результате баланса процессов (4) и (5). При этом, поскольку характерное время процесса (2) является максимальным по отношению к характерным временам других процессов, определяющих механизм образования димеров, легко показать, что квазистационарное значение концентрации димеров  $n_d$  в рассматриваемых условиях может быть выражено в следующем виде [18]:

$$n_d = \alpha_r n_e^2 \tau_d \sim 3,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3},$$

где  $\tau_d \approx 3,2$  нс — время спонтанного излучения димерной молекулы в триплетном состоянии.

Следует отметить, что приведенные расчеты носят качественный характер. Более детальный анализ кинетических процессов в плазме требует решения уравнений баланса для основных компонент плазмы и расчет кинетического уравнения Больцмана для ФРЭЭ.

### Возможности применения СДР

Начиная с некоторого критического напряжения (зависящего от давления), переход к искровому каналу не наблюдается при вкладываемой энергии  $\leq 1$  Дж. Более того, варьируя пробойным напряжением, удается в определенных пределах регулировать параметры плазмы СДР. Удельная мощность энерговклада в сильнооточный диффузный разряд составляет  $\sim 10^7$  Вт/см<sup>3</sup>. Эти особенности СДР в сочетании с малой индуктивностью (по сравнению с искровым каналом) дают возможность создания импульсных тиратронов и

коммутаторов тока, работающих в режимах горения СДР.

### Заключение

В работе показано, что при больших перенапряжениях ( $W > 75\%$ ) формируется сильнооточный диффузный разряд (СДР) с удельной мощностью энерговклада  $\sim 10^7$  Вт/см<sup>3</sup> и плотностью тока  $\sim 10^3$ — $10^4$  А/см<sup>2</sup>. Плазма СДР характеризуется концентрацией  $\sim 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и температурой  $\sim 1$  эВ. Основным механизмом ионизации является ступенчатая ионизация, а основным каналом гибели электронов является диссоциативная рекомбинация.

Эти особенности СДР в сочетании с малой индуктивностью (по сравнению с искровым каналом) дают возможность создания импульсных тиратронов и коммутаторов тока, работающих в режимах горения СДР.

*Работа выполнена при финансовой поддержке проектной части госзадания Минобрнауки России в научной деятельности, проект № 3.1262.2014К.*

### ЛИТЕРАТУРА

1. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Месяц Г. А. и др. Объемные разряды, применяемые для накачки эксимерных лазеров. В кн.: Лазерные системы. — Новосибирск: Наука, 1980.
2. Козырев А. В., Королев Ю. Д., Месяц Г. А. и др. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 9. С. 1817.
3. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Аиурбеков Н. А. и др. // Прикладная физика. 2004. № 3. С. 41.
4. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Рагимханов Г. Б. и др. // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 3. С. 234.
5. Курбанисмаилов В. С., Омаров О. А., Рагимханов Г. Б. // Прикладная физика. 2014. № 3. С. 35.
6. Василяк Л. М., Костюченко С. В., Кудрявцев Н. Н. и др. // УФН. 1994. Т. 164. № 3. С. 263.
7. Омаров О. А., Курбанисмаилов В. С., Арсланбеков М. А. и др. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 1. С. 26.
8. Месяц Г. А. // УФН. 1995. Т. 165. № 6. С. 601.
9. Бакут Р. Б., Королев Ю. Д., Месяц Г. А. // Физика плазмы. 1977. Т. 3. Вып. 3. С. 652.
10. Baretto E., Iurenka H., Reynolds S. I. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. No. 11. P. 4510.
11. Месяц Г. А. Этоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. — М.: Наука, 2000.
12. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. — М.: Мир. 1978.
13. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. — М.: Наука. 1982.
14. Королев Ю. Д., Коршунов О. В., Хузеев А. П. и др. // ТВТ. 1985. Т. 23. № 5. С. 853.
15. Смирнов Б. М. // УФН. 1983. Т. 139. Вып. 1. С. 53.
16. Kochler H. A., Ferderber L. J., Redhead D. L., et al. // Appl. Phys. Lett. 1972. V. 21. No. 5. P. 198.
17. Елецкий А. В., Смирнов Б. М. Физические процессы в газовых лазерах. — М.: Энергоатомиздат. 1985.
18. Елецкий А. В., Сорокин А. Р. // ЖТФ. 1997. Т. 67. № 11. С. 49.

## High-current diffuse discharge

V. S. Kurbanismailov, O. A. Omarov, G. B. Ragimkhanov,  
Kh. M. Abakarova, and A. A. Ali Rafid

Dagestan State University  
43a M. Gadzhieva str., Makhachkala, Republic of Dagestan, 367025, Russia  
E-mail: vali\_60@mail.ru

Received February 20, 2015

***On a basis of experimental data and theoretical estimates, consideration was made to the evolution of a volume discharge in Ar at atmospheric pressure with the high overvoltage and specific energy inputs. In excess of the 75%-overvoltage, a high-current diffuse discharge is formed with the power density  $\sim 10^7$  W/cm<sup>3</sup>, current density  $\sim 10^3$ — $10^4$  A/cm<sup>2</sup>, electron concentration  $\sim 10^{17}$  cm<sup>-3</sup>, and temperature  $\sim 1$  eV. The main mechanism of ionization is a stepwise ionization and the electron loss channel is a dissociative recombination.***

PACS: 52, 51.70.+f

*Keywords:* volume discharge, contraction, cathode spots, diffuse channel, high-current diffuse mode.

### REFERENCES

1. Yu. Bychkov, Yu. D. Korolev, G. A. Mesyats, et al., *Volume Discharge for Pumping the Excimer Lasers; in Book: Laser Systems* (Nauka, Novosibirsk, 1980) [in Russian].
2. A. V. Kozyrev, Yu. D. Korolev, G. A. Mesyats, et al., *Tech. Phys.* **51**, 1817 (1981).
3. V. S. Kurbanismailov, O. A. Omarov, N. A. Ashurbekov, et al., *Prikladnaya Fizika*, No. 3, 41 (2004).
4. V. S. Kurbanismailov, O. A. Omarov, G. B. Ragimkhanov, et al., *Uspekhi Prikladnoi Fiziki* **2**, 234 (2014).
5. V. S. Kurbanismailov, O. A. Omarov, and G. B. Ragimkhanov, *Prikladnaya Fizika*, No. 3, 35 (2014).
6. L. M. Vasilyak, S. V. Kostyuchenko, N. N. Kudryavtsev, et al., *Phys. Usp.* **164**, 263 (1994).
7. O. A. Omarov, V. S. Kurbanismailov, M. A. Arslanbekov, et al., *Plasma Physics Reports* **38**, 26 (2012).
8. G. A. Mesyats, *Phys. Usp.* **165**, 601 (1995).
9. R. B. Baksht, Yu. D. Korolev, and G. A. Mesyats, *Plasma Physics Reports* **3**, 652 (1977).
10. E. Baretto, H. Iurenka, and S. I. Reynolds, *J. Appl. Phys.* **48**, 4510 (1977).
11. G. A. Mesyats, *Ectons in Vacuum Discharge* (Nauka, Moscow, 2000) [in Russian].
12. Hans R. Griem, *Plasma Spectroscopy*. (McGraw-Hill, New York, 1964).
13. L. M. Biberman, V. S. Vorob'ev, and I. T. Yakubov, *Kinetics of Non-Equilibrium Low-Temperature Plasma* (Nauka, Moscow, 1982) [in Russian].
14. Yu. D. Korolev, O. V. Korshunov, A. P. Khuzeev, et al., *High. Temp.* **23**, 853 (1985).
15. B. M. Smirnov, *Phys. Usp.* **139**, 53 (1983).
16. H. A. Kochler, L. J. Ferderber, D. L. Redhead, et al., *Appl. Phys. Lett.* **21**, 198 (1972).
17. A. V. Eletsy and B. M. Smirnov, *Physical Processes in Gas Lasers* (Energoatomizdat, Moscow, 1985) [in Russian].
18. A. V. Eletsy and A. R. Sorokin, *Tech. Phys.* **67** (11), 49 (1997).