

Физика плазмы и плазменные технологии

УДК 533.9.03

Образование плазменных неоднородностей и поиск возможностей их полного подавления в объемном самостоятельном разряде

В. Ю. Хомич, В. А. Ямщиков

Проанализированы основные виды неоднородностей, образующихся в объемном самостоятельном разряде. Рассмотрены возможные механизмы и условия подавления их развития. Получен и исследован предельно однородный объемный самостоятельный разряд в газовых смесях $CO_2 : N_2 : He$, в котором отсутствуют локальные плазменные неоднородности. При энергокладе 170 Дж/л длительность устойчивого горения разряда в смесях газов $CO_2 : N_2 : He = 1 : 2 : 3$ атмосферного давления составила 10 мкс.

PACS: 52.80.Tn

Ключевые слова: объемный самостоятельный разряд, разрядные неоднородности, плотность начальных электронов, CO_2 -лазер.

Введение

В области физики газоразрядных процессов одной из фундаментальных остается проблема улучшения однородности и повышения устойчивости объемного самостоятельного разряда (ОСР). От ее решения зависит возможность повышения таких важнейших характеристик мощных электроразрядных лазеров, как выходная энергия, длительность импульсов излучения, частота следования импульсов, плотность распределения энергии по сечению лазерного пучка. Важную роль эта проблема оказывает также на развитие электроразрядных технологий, в которых для осуществления различных плазмохимических процессов применяется ОСР.

Известно, что ОСР имеет ряд черт схожих с тлеющим разрядом [1—11]. Если не учитывать взаимодействие со стенками и амбиполярную диффузию электронов, то тлеющий и объемный самостоятельный разряды описываются одинаковыми уравнениями непрерывности для электронов и ионов, возбужденных молекул и уравнением Пуассона [1, 10, 11]. В результате многочисленных

исследований было также установлено, что ОСР имеет структуру, аналогичную тлеющему разряду [5—8].

Однако в отличие от тлеющего разряда, который может гореть непрерывно, объемный разряд существует только в импульсном режиме. Это вызвано тем, что в ОСР, как правило, образуются локальные неоднородности в виде плазменных нитей, искровых каналов или катодных пятен. Развитие этих неоднородностей приводит к контракции разряда [1, 3], что ограничивает длительность устойчивого горения разряда, уменьшает величины удельного энергоклада и разрядного объема. Исследования механизмов образования разрядных неоднородностей и методов, позволяющих подавлять их развитие, отражены в работах [1—13]. В большинстве практических случаев [2—12] удается подавить развитие неоднородностей в плазменном столбе разряда, но при этом остаются неоднородности, называемые катодными пятнами, которые возникают в катодном слое разряда [4, 5, 8, 10, 11]. Наличие катодных пятен вызывает повышенную эрозию поверхности катода. Кроме того, продукты ионизации, остающиеся от катодных пятен, трудно удалить из прикатодной области даже с помощью быстрой прокачки газа через разрядный промежуток [14, 15]. Из-за этого уменьшаются импульсно-периодический ресурс работы установки и предельная частота следования импульсов зажигания ОСР. Вот почему важно решить вопрос о возможности получения особой формы ОСР, при которой локальные неоднород-

Хомич Владислав Юрьевич, заместитель директора.
Ямщиков Владимир Александрович, заведующий лабораторией.

Институт электрофизики и электроэнергетики РАН.
Россия, 911186, Санкт-Петербург, Дворцовая набережная, 18.
Тел. (499) 135-11-95. E-mail: yamschikov52@mail.ru

Статья поступила в редакцию 20 сентября 2010 г.

ности отсутствуют во всем разрядном объеме. Такой разряд можно назвать предельно однородным объемным самостоятельным разрядом.

В работе [14] исследовался ОСР в рабочих смесях ArF- и F₂-лазеров. За счет короткого времени накачки активной среды (~ 20 нс, что меньше времени образования катодного пятна) были получены сильноточные разряды (~1 кА/см²) со слабо-светящимся катодным слоем толщиной около 40 мкм. В них отсутствовали катодные пятна и нитевидные плазменные неоднородности. Аналогичные разряды без катодных пятен отмечались в работе [15]. Однако в большинстве случаев электроразрядные установки имеют значительно большую длительность накачки.

Наиболее полно вопросы, связанные с проблемой получения однородного, устойчивого ОСР изложены в [10, 11]. В них на основе теоретического анализа динамики формирования разряда было показано, что наличие стадии, когда ток проводимости определяется током фотоэлектронной эмиссии, резко отличает ОСР от классического тлеющего разряда, в котором преобладающим процессом является эмиссия электронов за счет бомбардировки катода ионами. Также была рассмотрена возможность формирования ОСР без катодных пятен в случае, когда существенную роль в обеспечении выхода электронов из катода играет фотоэмиссия. Показано, что высоковольтная граница зажигания ОСР обусловлена развитием катодной неустойчивости, приводящей к образованию катодных пятен. Одним из условий подавления катодной неустойчивости является короткая длительность фронта нарастания напряжения (менее 40 нс). Это создает трудности, связанные с техникой формирования высоковольтных наносекундных импульсов, для применения таких разрядов в мощных СО₂-лазерах и других крупных электрофизических установках.

В данной работе исследуются механизм и условия получения предельно однородного ОСР в смесях газов СО₂ : N₂ : He. При этом рассматривается другой процесс зажигания ОСР, основанный на "таунсендовском механизме" образования катодного слоя, в котором так же, как и в тлеющем разряде, определяющая роль принадлежит электронно-ионной эмиссии с катода.

Основные виды неоднородностей, образующихся в ОСР

Чтобы самостоятельный разряд вместо отдельных стримерных каналов приобрел форму плазменного столба, заполняющего весь разрядный

промежуток, требуется обеспечить однородное поле и создать начальные электроны в разрядном промежутке (РП). Критерии получения ОСР были сформулированы достаточно давно [2, 16]. Они базируются на квазистримерном механизме пробоя, при котором осуществляется перекрытие соседних электронных лавин. Было найдено, что минимальная концентрация начальных электронов составляет величину $n_0 = 10^6 - 10^7 \text{ см}^{-3}$ [9, 10]. Однако даже при соблюдении этих критериев в ОСР возникают и развиваются различные виды локальных неоднородностей, из-за которых разряд сжимается и переходит в дугу. Проанализируем наиболее характерные из них.

Стадия формирования разряда

Стадией формирования разряда считается этап его развития от момента подачи на электроды импульса напряжения до возникновения катодного падения потенциала [10]. На этой стадии идут процессы образования положительного столба квазинейтральной плазмы в РП. Эти процессы носят преимущественно волновой характер и сопровождаются значительными изменениями плотности заряженных частиц и напряженности электрического поля на фронте ионизационных волн. Распределение концентрации электронов и электрического поля (в относительных единицах) вдоль РП в различные моменты времени показано на рис. 1, соответствующего результатам работы [17]. Во время стадии формирования в РП происходят ионизационное размножение начальных электронов и вынос электронов через анод. Из-за малости величины $\gamma_i/\mu_e < 10^{-4}$ (здесь γ — коэффициент вторичной эмиссии электронов с катода, μ_i и μ_e — подвижности ионов и электронов, соответственно) электроны убывают из области, прилегающей к катоду, и их концентрация может становиться существенно меньшей, чем n_0 . Поэтому даже при выполнении условия перекрытия первичных лавин в указанной области способны зародиться стримеры из не успевших перекрыться вторичных лавин [17].

Ионизационные волны приводят также к образованию крупномасштабных неоднородностей. На рис. 2 изображены координаты y фронтов волн ионизации у катода в поперечном к внешнему полю направлении x при разных значениях n_0 . Из них видно, что катодонаправленная волна ионизации наиболее быстро движется в центре разряда, создавая более плотную плазму тоже в центре [17].

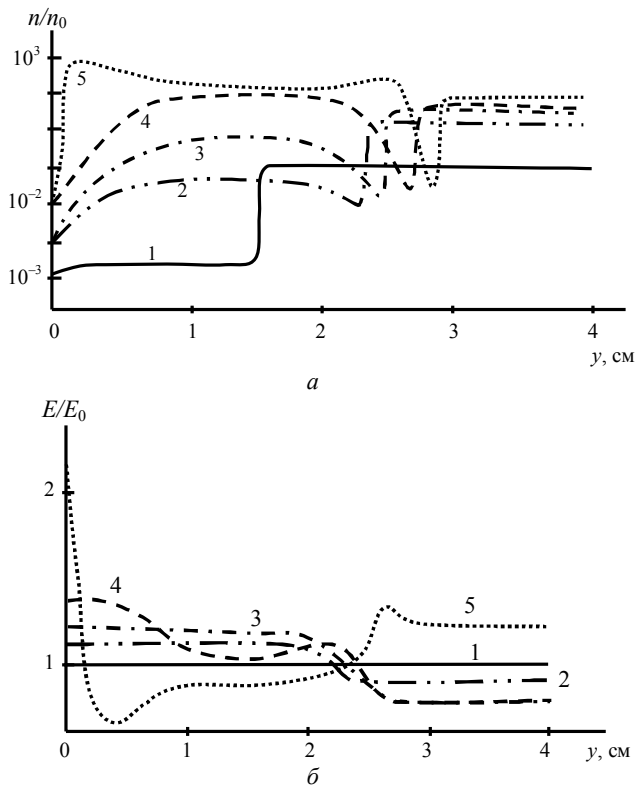


Рис. 1. Распределение концентрации электронов (а); электрического поля (б) в разрядном промежутке для различных моментов времени t при:
 $n_0 = 2,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, $E_0/p = 52 \text{ кВ}/(\text{см} \cdot \text{Торр})$,
 $p = 300 \text{ Торр}$, $d = 4 \text{ см}$, $\gamma_i = 10^{-2}$;
 1 — $t = 118 \text{ нс}$; 2 — $t = 185 \text{ нс}$; 3 — $t = 202 \text{ нс}$;
 4 — $t = 210 \text{ нс}$; 5 — $t = 236 \text{ нс}$

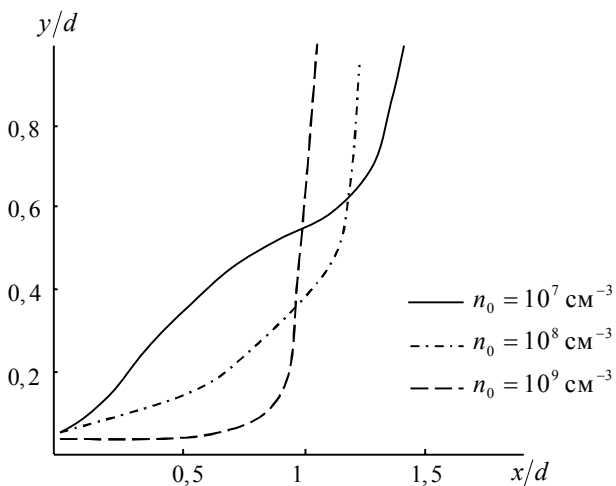


Рис. 2. Зависимость положения y катодной ионизационной волны в разрядном промежутке как функция от поперечной координаты x при разных начальных концентрациях электронов

В работах [10, 18] учитывается то, что скорость движения электронов вдоль силовых линий поля больше, чем в других направлениях, из-за чего размножение электронов происходит в виде цепочек лавин, идущих по следу друг друга, как показано на рис. 3. В результате этого плазменный столб оказывается неоднородным и состоит из плазменных микронитей, вытянутых в направлении поля.

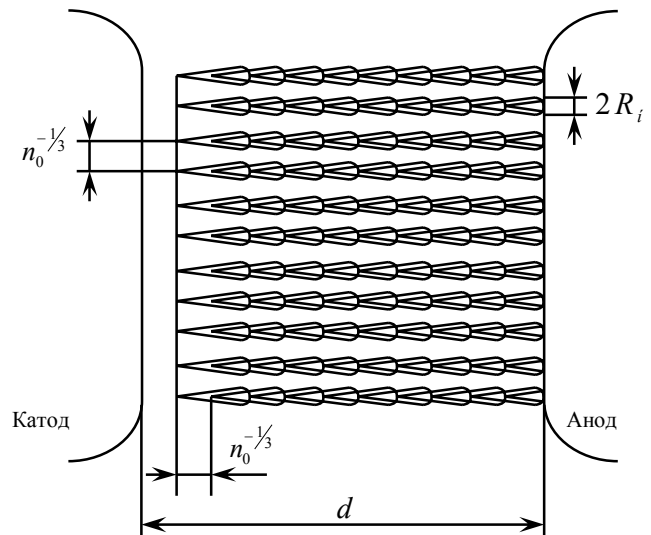


Рис. 3. Иллюстрация к модели формирования плазменных нитей

Роль отмеченных негативных явлений снижается с ростом n_0 и, согласно расчетам и данным экспериментов, становится несущественной при $n_0 = 10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$ [10, 17]. Но даже в этих условиях устойчивость ОСР остается критичной к зарядовым, полевым и другим флуктуациям, обусловленным наличием у поверхности катода мест с локально увеличенной эмиссией электронов. Согласно [10, 11] процесс развития катодной неустойчивости происходит следующим образом. На начальном этапе разряда активная составляющая тока на катоде определяется потоком электронов, вызванным фотоэмиссией — $\gamma_{ph} n_{ph}(t) c$, который существенно выше потока, возникающего благодаря ионной бомбардировке катода $\gamma_i n_i(0, t) v_i(0, t)$. Поэтому происходит частичное разделение положительных и отрицательных зарядов, при котором плазменный столб отодвигается от катода, создавая обедненную электронами область. Затем граница столба возвращается к катоду, формируя катодное падение напряжения. В этот период разряд находится в поднормальном режиме горения, что приводит к его расслоению и образованию нитевидного характера распределения тока в обедненной зоне. Из-за расслоения разряда и развития автоэлектронной эмиссии на катоде появляются локальные места с повышенной напряженностью электрического поля и эмиссией электронов. В этих местах вольт-амперная характеристика катодного падения потенциала становится падающей и, следовательно, образуется катодное пятно. Однако, если за время отхода и возвращения ионизационной волны к катоду флуктуации не успевают развиться до критического состояния, то происходит переход к достаточно однородной эмиссии со всего катода, и пятна не образуются.

Стадия горения разряда

После того, как вдоль РП сформируется положительный плазменный столб, в котором происходит ионизационное размножение электронов, а также появится катодный слой с катодным падением потенциала, служащий для эффективного выхода электронов с поверхности катода, начинается стадия горения разряда [10].

Неоднородности, возникшие на стадии формирования ОСР, быстро растут под действием последующего энерговклада. При $n_0 = 10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$ наиболее типичными неоднородностями являются катодные пятна, которые превращаются в искровые каналы. Динамика развития каналов в смесях молекулярных газов тщательно исследовалась в работе [19]. Было показано, что канал начинает развиваться из катодных пятен, когда концентрация электронов в разряде достигает $n \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Он растет в сторону анода. Когда искровой канал достигает критической длины $L \sim 1/3 \cdot d$ (где d — расстояние между электродами), со стороны анода значительно быстрее начинает прорастать встречный канал, что сопровождается спадом напряжения на РП и переходом к контракции разряда. На

рис. 4, *a*, *б* показаны экспериментальные зависимости: *a* — длины канала L от времени t ; *б* — длительности устойчивого горения разряда T от плотности мощности накачки Q . Из них следует, что чем равномернее распределение плотности тока и, соответственно, мощности, тем устойчивее разряд.

Следует отметить, что на стадии горения разряда могут проявляться различные типы объемных неустойчивостей, а именно: ионизационно-перегревная (тепловая) неустойчивость [1, 6, 7], ионизационная неустойчивость [20], неустойчивость, обусловленная ступенчатой ионизацией частиц [21], и т. д. Они способны развиваться даже в идеально однородном разряде и приводить к контракции разряда. Критерием развития объемных неустойчивостей обычно служит достижение некоторых пороговых плотностей энергии, выделяющихся в положительном столбе [1, 3, 10]. В смесях с содержанием молекулярных компонентов пятидесятипроцентная пороговая величина энерговклада составляет $0,4 - 0,5 \text{ Дж}/(\text{см}^3 \cdot \text{атм})$, что существенно больше, чем требуется для оптимальной накачки CO_2 -лазеров [16, 22]. Поэтому в условиях наших экспериментов эти неоднородности не наблюдались.

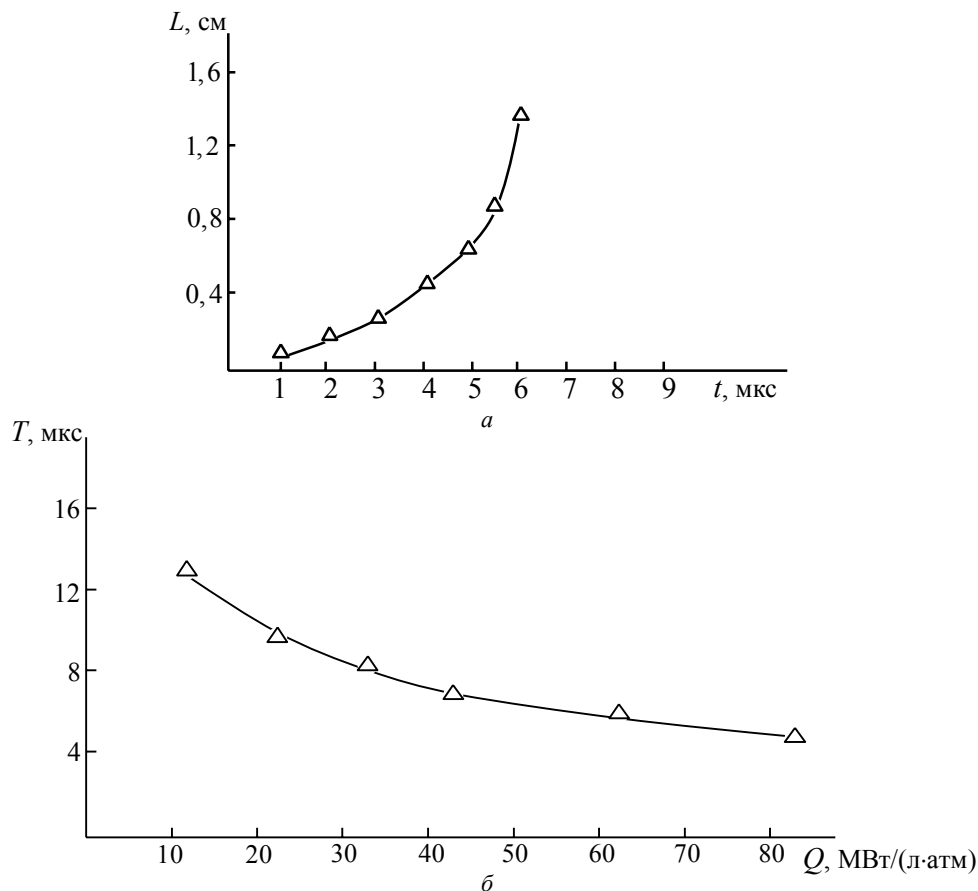


Рис. 4. Характеристики разряда:

a — зависимость длины канала L от времени t ; *б* — зависимость времени устойчивого горения T в ОСР от распределения энергии Q

Таким образом, при соблюдении критериев зажигания ОСР, требующих наличия в РП начальных электронов с $n_0 > 10^7 \text{ см}^{-3}$, вследствие дрейфа электронов и преобладания фотоэмиссии над электрон-ионной эмиссией электронов с катода процесс образования плазменного столба носит волновой характер. При этом возникает пространственное разделение заряженных частиц, приводящее к очень неравномерному распределению электрического поля в РП. На стадии формирования ОСР образуются начальные неоднородности в виде стримеров, неравномерных распределений плотности плазмы по сечению разряда или катодных пятен. Из результатов расчетов, приведенных в [10, 11], следует, что при отсутствии начальных неоднородностей в плазменном столбе возможно образование катодного слоя с достаточно однородной электронной эмиссией со всего катода под действием ионов. Однако на стадии горения разряда наличие начальных неоднородностей вызывает рост искровых каналов и приводит к неравномерному распределению выделения мощности в РП, что сокращает длительность устойчивого горения разряда. Поэтому если стадию формирования исключить из процесса развития разряда, то можно устранить возникновение рассмотренных выше неоднородностей и осуществить зажигание предельно однородного ОСР с максимальной длительностью горения для данного состава смеси и плотности мощности накачки.

Критические условия зажигания предельно однородного разряда

Рассмотрим механизм и сформулируем критические условия зажигания ОСР, при которых разряд начинается сразу со стадии горения, минуя стадию его формирования. Для этого рассмотрим одномерную картину процесса развития разряда в плоском разрядном промежутке, заполненном начальной плазмой с равномерно распределенной концентрацией электронов n_0 .

На рис. 5 показан качественный вид распределения поля и заряженных частиц вдоль РП до начала возникновения ионизационных процессов. После приложения к промежутку поля E_0 в результате дрейфа электронов произойдет разделение зарядов, и у поверхности катода появится слой с избыточным зарядом ионов толщиной Δ . В плазменном столбе ($\Delta < x < d$) концентрации ионов n_+ и электронов n_- равны между собой. Поскольку

$$dE/dx = 4\pi e(n_+ - n_-) = 0,$$

то напряженность поля в столбе одинакова и равна $E \approx E_0$ (при $\Delta \ll d$).

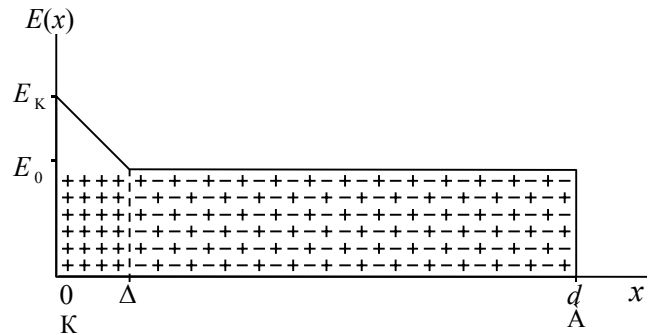


Рис. 5. Качественный вид распределения электрического поля $E(x)$ и заряженных частиц до начала ионизационных процессов в промежутке с расстоянием d между катодом (K) и анодом (A):

E_0 — внешнее электрическое поле; E_K — поле на катоде; $\Delta \leq x \leq d$ — плазменный столб, созданный за счет предыонизации; $0 \leq x \leq \Delta$ — катодный слой. Здесь x — продольная координата (т. е. вдоль РП)

Распределение поля на расстоянии x от левого края столба имеет вид

$$E_x = E + 4\pi en_+ x = E + 4\pi en_0 x \quad \text{для } 0 < x < \Delta. \quad (1)$$

Стадия горения ОСР начинается с периода образования катодного слоя, который обеспечивает ток проводимости через РП. Это означает, что развитие ОСР со стадии горения разряда возможно в том случае, если образование катодного слоя и соответствующего ему катодного падения потенциала происходит раньше возникновения процессов ударной ионизации в начальном плазменном столбе, т. е. при условии:

$$\Delta < \alpha^{-1}, \quad (2)$$

где $\alpha = \alpha(E)$ — коэффициент ударной ионизации в плазменном столбе, зависящий от E .

Механизмом, обеспечивающим ток в катодном слое, должен служить таунсендовский разряд. Подобная форма разряда существует также в катодном слое объемного несамостоятельного [4, 8] или тлеющего самостоятельного разрядов [1]. Несмотря на то, что таунсендовский разряд носит лавинный характер, электронного усиления поля в отдельных лавинах не достаточно для искажения внешнего электрического поля, что делает разряд устойчивым к токовым флуктуациям. В таунсендовском разряде определяющая роль принадлежит электрон-ионной эмиссии с катода, обеспечивающей однородный ток с рабочей поверхности катода при равномерной плотности тока в плазменном столбе. Зависимость толщины катодного слоя от плотности разрядного тока является падающей [1], что позволяет ограничить размер границы разделения зарядов Δ значением, соответствующим условию возникновения таунсендовского пробоя в этом слое.

Условие возникновения таунсендовского пробы в катодном слое имеет вид [1]:

$$\int S\alpha_C(E_x) dx = \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right). \quad (3a)$$

Здесь $\alpha_C(E_x)$ — коэффициент ударной ионизации в катодном слое, зависящий от поля E_x . Если заменить линейное распределение поля в катодном слое ступенькой с величиной поля, равной полю на катоде E_C (такая аппроксимация также допускается в теории катодного слоя тлеющего разряда [1]), то для соответствующего этому полю значения α_C получим:

$$\alpha_C \Delta = \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right). \quad (3b)$$

Тогда неравенство (2) примет вид:

$$\frac{\alpha_C}{\alpha} > \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right). \quad (4)$$

Используя эмпирическое выражение [1] для коэффициента ударной ионизации

$$\alpha = pAe^{-Bp/E},$$

из (4) получим связь между напряженностями поля в катодном слое и плазменном столбе:

$$-Bp\left(\frac{1}{E_C} - \frac{1}{E}\right) > \ln\left[\ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right)\right] \quad (5a)$$

или

$$E_C > \frac{1}{\left(\frac{1}{E} - \frac{C^*}{Bp}\right)}. \quad (5b)$$

В выражениях (5a) и (5b) эмпирические постоянные A и B зависят от сорта газовой смеси, p — давление смеси, $C^* = \ln\left[\ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right)\right]$.

Величину поля в катодном слое можно также выразить из (1) и (2):

$$E_C < E + 4\pi en_0 \alpha^{-1} = E + 4\pi en_0 pAe^{\frac{-Bp}{E}}. \quad (6)$$

Комбинируя (5b) и (6), находим связь между n_0 и E ,

$$n_0 > \frac{1}{4\pi e} pAe^{\frac{-Bp}{E}} \frac{C^* E^2}{(Bp - C^* E)}. \quad (7)$$

На рис. 6 изображен график зависимости n от E для границы зажигания предельно однородного ОСР в воздухе при $p = 312,5$ Торр. При его расчете по формуле (7) принималось [1], что $A = 15$ (см·Торр)⁻¹, $B = 365$ В/(см·Торр), $4\pi e = 1,81 \cdot 10^{-6}$ В·см, $\gamma = 10^{-2}$

и, соответственно, $C^* = 1,53$. При данных условиях воздух и смесь $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:2:3$ атмосферного давления содержат близкое количество молекулярных газов и имеют одинаковые значения поля $E_{qs} = 12,5$ кВ/см, соответствующие фазе горения квазистационарного разряда [1, 23]. Поэтому рассчитанную кривую можно использовать при оценке начальной концентрации электронов, требуемой для зажигания предельно однородного разряда в смесях CO_2 -лазеров. Полагая $E = E_{qs}$, найдем, что $n_0 > 7 \cdot 10^8$ см⁻³.

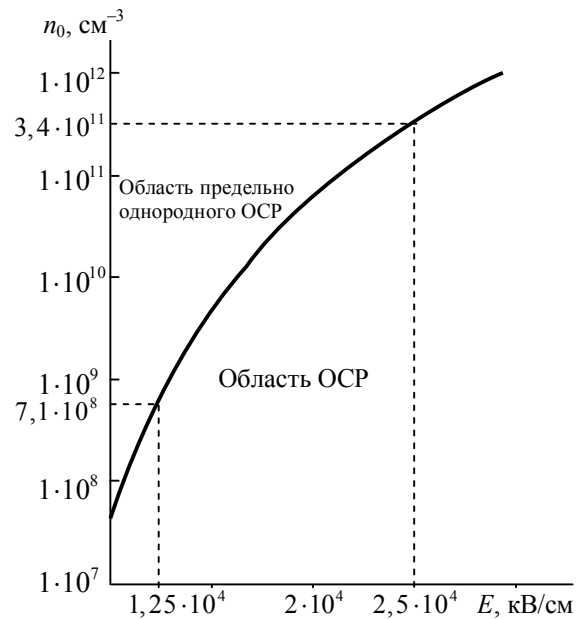


Рис. 6. Расчетная зависимость граничной концентрации начальных электронов n_0 от напряженности поля E в разрядном промежутке, требуемой для получения предельно однородного ОСР

Наиболее эффективный ввод энергии из емкостного накопителя в газ происходит при условии $E \approx 2E_{qs}$. В этом случае формула (7) дает значение $n_0 > 3,4 \cdot 10^{11}$ см⁻³. Видно, что устранение стадии формирования из процесса развития разряда и зажигания ОСР в режиме горения разряда требуют наличия значительно больших n_0 в РП, чем в случае осуществления ОСР через стадию формирования. Поэтому получение предельно однородного ОСР может быть реализовано только с помощью мощных систем предыонизации, таких как рентгеновские источники [24, 25], электронный пучок [26, 27], системы с иницированием предварительного разряда в активном объеме [28].

Экспериментальные исследования условий иницирования слаботочным электронным пучком предельно однородного ОСР в газовых смесях $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$

Рассмотренная теоретическая модель зажигания разряда удовлетворительно согласуется с экс-

периментальными результатами, полученными ранее при исследовании ОСР, который инициировался слаботочным пучком ускоренных электронов [26, 27]. На рис. 7 показаны фотографии свечения ОСР (энерговклад ~ 300 Дж/л, длительность тока разряда по основанию ~ 4 мкс) в смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:2:3$ (с добавкой $\sim 0,1$ % триэтиламина) атмосферного давления при разных значениях концентрации плазмы n_0 , создаваемой электронным пучком. Пучок электронов с плотностью тока $j_e \sim 2\text{--}25$ мА/см² и длительностью тока менее 1 мкс вводился в РП через сеточный катод (К), находящийся снизу. Анодом (А) служил электрод с профилем Чанга. Величина n_0 варьировалась путем изменения j_e , а также времени задержки t между импульсами тока пучка и напряжения, прикладываемого к РП. Ее значение определялось из характеристик тока самостоятельного разряда, возникающего в РП при напряжениях ниже пробивного, фиксированных значениях t и определенных параметрах пучка.

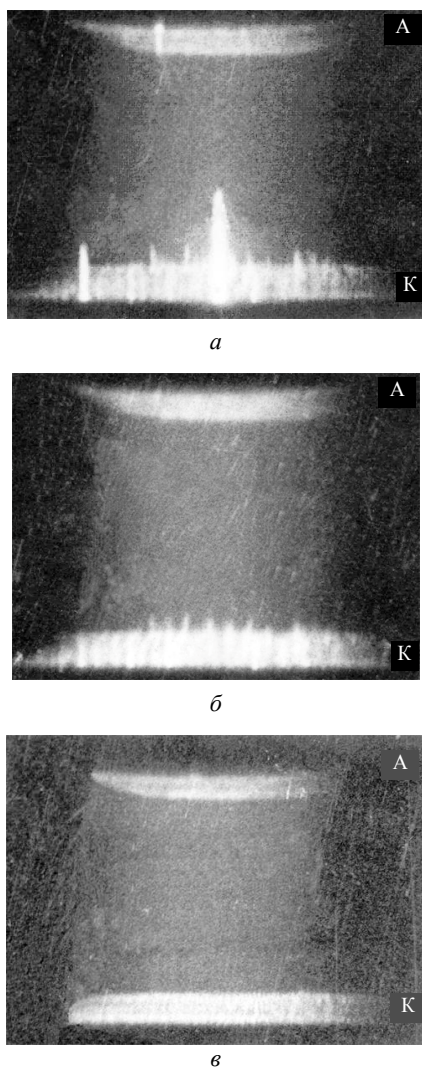


Рис. 7. Фотографии свечения ОСР в смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:2:3$ (с добавкой $\sim 0,1$ % триэтиламина): $a - n_0 = 5 \cdot 10^7$ см⁻³, $b - n_0 = 2 \cdot 10^{10}$ см⁻³, $v - n_0 = 5 \cdot 10^{11}$ см⁻³

При относительно слабом уровне предыонизации ($n_0 = 5 \cdot 10^7$ см⁻³) наблюдается типичная картина разряда, присущая системам накачки с УФ-подсветкой. Четко видны неоднородности в форме искровых каналов, прорастающих с катода почти на треть длины межэлектродного промежутка. С анода начинает расти катодонаправленный канал. Даже при концентрации $n_0 = 2 \cdot 10^{10}$ см⁻³ в узкой прикатодной области еще имеется большое количество регулярно распределенных по поверхности катода каналов, рожденных, по-видимому, из катодных пятен. И только при $n_0 = 5 \cdot 10^{11}$ см⁻³ разряд принимает форму совершенно однородного положительного столба с ровно светящимся узким катодным слоем.

На рис. 8, *a* представлена фотография разряда в смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:2:3$ (с добавкой $\sim 0,1$ % триэтиламина) атмосферного давления с изображением поверхности катода. Эксперименты проводились на базе мощного CO_2 -лазера с накачкой объемным самостоятельным разрядом, который инициировался слаботочным электронным пучком $j_e \sim 15$ мА/см². Параметры разряда: разрядный объем $V \sim 60$ л; $d \sim 19$ см; $n_0 \sim 10^{12}$ см⁻³; напряжение накачки $U \sim 290$ кВ. Видно, что разряд является совершенно однородным. Катодные пятна — отсутствуют. Для сравнения на рис. 8, *б* показана фотография ОСР в аналогичной смеси при формировании разряда с помощью электродной системы Дюманшена [19] ($V \sim 4$ л; $d \sim 10$ см; $n_0 \sim 10^9$ см⁻³). В этом случае на поверхности катода видны яркие катодные пятна. Свечение в положительном столбе — неоднородно. Заметим, чем больше плотность пятен, тем сильнее над ними свечение разряда. Неоднородность свечения разряда свидетельствует о неоднородном распределении энерговклада в РП.

Был проведен эксперимент по определению длительности устойчивого горения предельно однородного ОСР. При условиях накачки, соответствующих рис. 8, *a*, ток удлинялся путем включения в разрядную цепь катушек индуктивности. На рис. 9 приведены осциллограммы напряжения и тока ОСР в смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:2:3$ (с добавкой $\sim 0,1$ % триэтиламина) атмосферного давления, полученные при включении в цепь разряда индуктивности $L = 20$ мкГн. Видно, что полная длительность разрядного тока достигает почти 10 мкс.

В разрядной зоне образование локальных плазменных неоднородностей, которые могли бы вызвать контракцию самостоятельного разряда, не наблюдалось. Однако в случае $L > 20$ мкГн на краю поверхности анода прорастал искровой канал, что приводило к перекрытию РП. Причиной пробоя была краевая неоднородность поля на аноде (коэффициент неоднородности поля — 1,4), обусловленная конструкцией электродной системы и разрядной камеры.

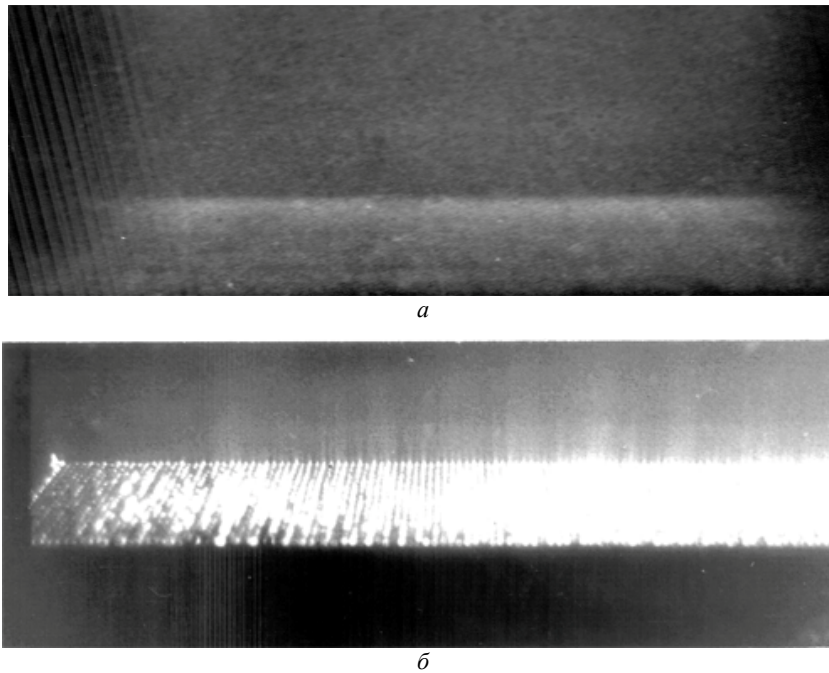


Рис. 8. Фотографии свечения ОСР в смесях $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ при иницировании разряда:
a — слаботочным пучком электронов ($n_0 \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$); *б* — методом предварительного заполнения разрядного промежутка электронами ($n_0 \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$)

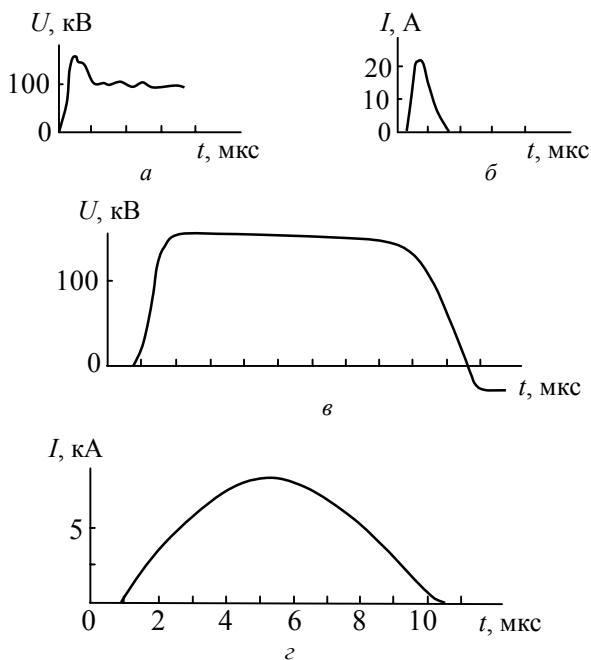


Рис. 9. Осциллограммы:

a — напряжение на ускорителе; *б* — ток электронного пучка в разрядном промежутке; *в* — напряжение; *г* — ток ОСР в смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:2:3$ (с добавкой $\sim 0,1\%$ триэтиламина) при включении в цепь индуктивности $L = 20 \text{ мкГн}$

Заключение

Проведенный в работе анализ показал, что наиболее характерные плазменные неоднородности, присутствующие в объемном самостоятельном разряде в газовых смесях CO_2 -лазеров, а именно, стримеры, плазменные нити, неравномерное распределение энергии накачки в РП, катодные пят-

на — все они образуются на стадии формирования ОСР. Чтобы предотвратить образование указанных неоднородностей, впервые предложено исключить стадию формирования из процесса развития разряда и осуществлять зажигание ОСР в условиях соответствующих стадии горения разряда. Предложен механизм и определены условия получения особой формы разряда, названной предельно однородным объемным самостоятельным разрядом, в котором отсутствуют локальные плазменные неоднородности. Экспериментально и теоретически определены начальные концентрации электронов n_0 , необходимые для получения предельно однородного ОСР. Показано, что при наиболее эффективных условиях накачки CO_2 -лазеров величина n_0 составляет $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Это намного выше величины $n_0 \sim 10^7 \text{ см}^{-3}$, требуемой при формировании обычного ОСР.

Литература

1. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. — М.: Наука, 1980.
2. Карнюшин В. Н., Солоухин Р. И. Макроскопические и молекулярные процессы в газовых лазерах. — М.: Атомиздат, 1981.
3. Ниган В. Л. Физика плазмы/Под ред. Дж. Бекери. — М.: Энергоиздат, 1982.
4. Бычков Ю. И. и др. Инжекционная газовая электроника. — Новосибирск: Наука, 1982.
5. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. — Новосибирск: Наука, 1982.
6. Велихов Е. П., Баранов В. Ю., Летохов В. С., Рябов Е. А., Старостин А. П. Импульсные CO_2 -лазеры и их применение для разделения изотопов. — М.: Наука, 1983.

7. Велихов Е. П., Ковалев А. С., Рахимов А. Т. Физические явления в газоразрядной плазме. — М.: Наука, 1987.
8. Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Физика импульсного пробоя газов. — М.: Наука, 1991.
9. Месяц Г. А., Осипов В. В., Тарасенко В. Ф. Импульсные газовые лазеры. — М.: Наука, 1991.
10. Осипов В. В. // УФН. 2000. Т. 170. № 3. С. 225.
11. Осипов В. В., Лисенков В. В. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 10. С. 27.
12. Apollonov V. V., Baitsur G. G., Ermachenco A. V., Firsov K. N., Konev V. M., Kononov I. G., Kowalchuk O. B., Kralin V. V., Minenhov V. R., Prokhorov A. M., Semenov S. K., Shubin B. G., Yamshchikov V. A. // JOSA B. 1991. V. 8. No. 2. P. 220.
13. Bastiaens H. M. J. On the long pulse operation of the molecular fluorine laser // Thesis for the degree of PD, University of Twente, Enschede, Netherlands. 2000.
14. Treshchalov A., Lissovski A., Chikeev E. // International Conf. on Atomic and Molecular Pulsed Lasers IV, Proceeding of SPIE. 2002. V. 4747. P. 253.
15. Варпанетов С. К., Жигалкин А. А., Лапиин К. Э., Обидин А. З., Хомич В. Ю., Ямицков В. А. // Квантовая электроника. 2006. Т. 36. № 5. С. 393.
16. Levatter J. I., Lin S.-C. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. P. 210.
17. Гадияк Г. В., Насыров К. А., Швейгерт В. А., Ууэ-маа О. У. Математическое моделирование газоразрядных лазеров: препринт СО ИТПМ АН СССР, № 30-85. — Новосибирск, 1985.
18. Осипов В. В., Лисенков В. В. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 19. С. 74.
19. Аполлонов В. В., Байцур Г. Г., Ермаченко А. В., Кононов И. Г., Семенов С. К., Фирсов К. Н., Ямицков В. А. Мощные CO₂- и N₂O-лазеры с накачкой самостоятельным разрядом: препринт ИОФАН № 87. — М., 1989.
20. Пашкин С. В. // Теплофизика высоких температур. 1972. Т. 10. Вып. 3. С. 475.
21. Менахин Л. П., Ульянов К. Н., Шантурин Л. П. // Там же. 1975. Т. 43. № 1. С. 192.
22. Аполлонов В. В., Барчуков А. И., Державин С. И., Кононов И. Г., Прохоров А. М., Фирсов К. Н., Шакир Ю. А., Ямицков В. А. // Известия АН СССР, сек. Физическая. 1978. Т. 42. № 12. С. 2488.
23. Аполлонов В. В., Барчуков А. И., Державин С. И., Кононов И. Г., Прохоров А. М., Фирсов К. Н., Шакир Ю. А., Ямицков В. А. // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. Вып. 20. С. 1073.
24. Орешкин В. Ф., Серегин А. М., Синайский В. В., Сорокин А. П., Щетинкина Т. А. // Квантовая электроника. 2003. Т. 33. № 12. С. 1043.
25. Баранов Г. А., Кучинский А. А., Томашевич П. В. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 10. С. 53.
26. Аполлонов В. В., Кононов И. Г., Прохоров А. М., Фирсов К. Н., Ямицков В. А. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 7. С. 401.
27. Аполлонов В. В., Кононов И. Г., Прохоров А. М., Фирсов К. Н., Ямицков В. А. // Тез. докл. III Всесоюзной конф. по физике электрического пробоя газов. — Киев, 1986.
28. Павловский А. И., Босамыкин В. С., Карелин В. И., Никольский В. С. // Квантовая электроника. 1976. Т. 3. № 3. С. 601.

Generation of plasma inhomogeneities and their total suppression in a volume self-sustained discharge

V. Yu. Khomich, V. A. Yamshchikov

Institute for Electrophysics and Electroenergetics, 18 Dvortsovaya Naberezhnaya,
S.-Petersburg, 191186, Russia
E-mail: yamshchikov52@mail.ru

Principal modes of inhomogeneities, formed in a volume self-sustained discharge, are analysed. Possible mechanisms and conditions of suppression of their development are considered. The volume self-sustained discharge (VSSD) in the CO₂ : N₂ : He gas mixtures is obtained and investigated. Local plasma inhomogeneities are absent in this discharge. Duration of steady burning of the VSSD in the CO₂:N₂:He = 1:2:3 mixed gas at atmospheric pressure has made 10 μs at the 170 J/litr power contribution.

PACS: 52.80.Tn

Keywords: volume self-sustained discharge, discharge inhomogeneities, initial electrons density, CO₂-laser.

Bibliography — 28 references.

Received September 20, 2010