<u>ΥCΠΕΧΗ ΦИЗИЧЕСКИХ НАУК</u>

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Самостоятельный объемный разряд

В.В. Осипов

В обзоре излагается современное состояние исследований в области физики мощных электрических разрядов, способных возбудить большие объемы газа. Приводятся характерные свойства и отличительные особенности самостоятельных разрядов высокого давления. Рассматриваются экспериментальные результаты и основные физические модели их формирования и контракции. Показывается, что появление нижнего граничного напряжения зажигания объемного разряда связано с развитием катодной неустойчивости. Анализируются взаимосвязи параметров разряда на стадии горения и ввода энергии в газ. Приводятся рекордные характеристики и отмечаются трудности создания полной теории объемного разряда.

PACS numbers: 51.50. + v, 52.80.-s, 52.80.Tn, 52.90. + z

Содержание

1. Введение (225).

2. Формирование разрядов высокого давления (227).

2.1. Формирование переходного тлеющего разряда. 2.2. Формирование плазменного столба объемного разряда. 2.3. Формирование катодного слоя объемного разряда.

3. Ввод энергии в газ (233).

3.1. Электрические поля в газовых разрядах. 3.2. Методы увеличения энерговкладов в газ. 3.3. Ограничения на ввод энергии в газ.

4. Контракция объемного разряда (239).

4.1. Контракция вследствие развития объемных неустойчивостей разряда. 4.2. Контракция разряда вследствие прорастания канала.

5. Заключение (244).

Список литературы (244).

1. Введение

Самостоятельный разряд, ток которого распределен по поверхности электродов, был открыт в 1844 г. Фарадеем [1]. Из-за характера своего свечения он получил название тлеющего разряда. Среди многих разновидностей позднее открытых разрядов именно тлеющий разряд длительное время оставался наиболее мощным, способным возбуждать большие объемы газа давлением вплоть до ~ 10 торр. При дальнейшем увеличении давления стационарный разряд зажигается в форме дуги, когда

В.В. Осипов. Институт электрофизики Уральского отделения РАН, 620049 Екатеринбург, Комсомольская ул. 34, Российская Федерация Тел. (3432) 74-51-74 Факс (3432) 74-50-51 E-mail: osipov@ief.intec.ru

Статья поступила 11 мая 1999 г., после доработки 20 декабря 1999 г.

ток протекает в канале малого диаметра, соединяющем электроды.

Для объяснения зажигания разряда в той или иной форме обычно привлекаются таунсендовский (лавинный) или стримерный механизмы [2, 3]. Первый механизм применяется для объяснения зажигания тлеющего разряда при малых перенапряжениях, а второй искрового пробоя при высоких перенапряжениях. Область применимости того или иного механизма формирования разряда можно определить, сравнивая критическую длину лавины xкр с длиной межэлектродного промежутка d. Если $x_{\kappa p} = \alpha^{-1} \ln N \ge d$, то имеет место таунсендовский механизм, а при *x*_{кр} < *d* — стримерный, где α — коэффициент ударной ионизации, N — число электронов в лавине, при котором поле внутри лавины становится сравнимым с внешним полем. Однако более удобным параметром, разграничивающим эти механизмы, оказался коэффициент перенапряжения

$$K_{\rm m} = \frac{U_0 - U_{\rm mp}}{U_{\rm mp}} \ 100\% \,, \tag{1}$$

где U_0 — напряжение, подаваемое на электроды, $U_{\rm np}$ — напряжение пробоя. Зависимость $K_{\rm n}$ от pd (p — давление газа) имеет экспоненциальный характер, и его значение, например для воздуха, уменьшается от 24 % на порядок при увеличении pd от 240 до 2800 торр см [3].

Логическим подтверждением сложившихся представлений о зажигании разрядов послужили результаты работы [4], где исследовался статический ($K_{\rm n} = 0$) пробой воздушного промежутка при p = 185 торр и d = 0.3 см. Обнаружено, что в межэлектродном промежутке до установления напряжения, соответствующего искровому каналу, в течение ~ 1 мкс существует промежуточная стадия с более высоким падением напряжения и меньшим разрядным током.

Электронно-оптические наблюдения [5-8] этой стадии позволили установить наличие катодного падения, отрицательного свечения, фарадеева темного пространства, положительного столба и отождествить ее с классическим тлеющим разрядом, что подтвердилось измерениями катодного падения потенциала в таких разрядах [8, 9]. Было найдено, что в водороде оно составляет 220 ± 5 В, азоте — 240 ± 5 В, CO₂ — 470 ± 10 В. Это хорошо коррелирует с аналогичными результатами, полученными в классическом тлеющем разряде низкого давления: 214 В для водорода, 208 В для азота и 460 В для CO₂ [10].

Повышение чувствительности аппаратуры за счет использования в экспериментах фотоэлектронных умножителей позволило выявить следующие этапы развития разряда:

 серию лавинных генераций, создающих положительный объемный заряд у анода и тем самым формирующих первую ионизационную волну;

движение нескольких ионизационных волн, увеличивающих проводимость промежутка до уровня, задаваемого электрической цепью;

— установление катодного падения на предпоследней волне ионизации [11].

После этого тлеющий разряд считается сформированным.

Исследования [4–14] позволили установить физическую картину развития стационарного и импульсного тлеющих разрядов, зажигаемых в таунсендовском диапазоне перенапряжений. В отличие от классического тлеющего разряда низкого давления импульсный разряд высокого давления был назван переходным тлеющим разрядом [15], но чаще всего его называют импульсным тлеющим разрядом.

Неожиданными оказались результаты работ [16, 17], где ступенчатый спад напряжения был получен при перенапряжении ~ 100 %, т.е. в области действия стримерного механизма. Их отличие заключалось не только в подаваемом перенапряжении, но и в том, что впервые вспомогательный разряд возбуждался в разрядной камере за основным сетчатым анодом. В работах [4-14] вспомогательный разряд располагался за стенками разрядной камеры, а его излучение направлялось на катод через кварцевые окна для ликвидации статистического времени запаздывания. В этом случае на катоде выбивалось несколько сот электронов [11], дававших начало развитию разряда, в то время как расположение вспомогательного разряда непосредственно вблизи электродов позволяло получать в воздушном промежутке с d = 2 мм за 60 нс до возбуждения основного разряда $\sim 10^4$ электронов.

Именно предварительная ионизация газовой среды обеспечила при высоких перенапряжениях ступенчатый спад напряжения, что интерпретировалось авторами следующим образом. При наличии в промежутке большого числа начальных электронов, обусловленного их лавинным размножением, спад напряжения на электродах происходит не вследствие перехода отдельной лавины в стримерный канал с последующим ростом его проводимости, а за счет тока большого числа лавин, которые могут перекрываться в пространстве и тем самым формировать однородный разряд.

Электронно-оптические наблюдения [18] подтвердили, что при больших перенапряжениях и инициировании разряда большим числом электронов существует стадия, когда достаточно однородное свечение занимает практически весь рабочий объем межэлектродного промежутка. В дальнейшем эта стадия была выделена в безыскровом виде и названа объемным разрядом. Термин "объемный" подчеркивает тот факт, что характеристики такого разряда определяются процессами собственно в разряде и не связаны с его взаимодействием со стенками камеры, как это имеет место в классическом тлеющем разряде.

Таким образом, обнаруженный разряд является самостоятельным разрядом, возбуждаемым только в предварительно ионизованном газе при перенапряжениях выше границы, разделяющей таунсендовский и стримерный механизмы, где согласно сложившимся представлениям на тот момент времени разряд должен реализоваться в виде канала. Термин "самостоятельный" разграничивает данный разряд с рядом разновидностей несамостоятельных объемных разрядов, управляемых внешними ионизаторами [19, 20].

В многочисленных исследованиях, систематизированных в [19-24], установлено, что объемный разряду имеет структуру, аналогичную тлеющему разряду. Правда, приэлектродные области в этом случае оказываются сильно сжатыми и в экспериментах, если что-то удается наблюдать кроме положительного столба, то это фарадеево темное пространство. Возможно, более правильно было бы назвать этот разряд тлеющим разрядом высокого давления, но к моменту установления их родства термин "объемный разряд" уже стал широко употребляться. Следует заметить, что он не является единственным, иногда такой разряд называют "квазистационарным тлеющим", "импульсным тлеющим", "квазистримерным", "тлеющим разрядом высокого давления".

В то же время объемный разряд имеет ряд весьма существенных отличий от классического тлеющего разряда. Перечислим основные из них.

1. Приэлектродные зоны имеют малые размеры, поэтому можно приближенно считать, что положительный столб занимает весь промежуток.

2. Приэлектродные падения потенциала, как правило, составляют незначительную часть приложенного к электродам напряжения *U*. Следовательно, с хорошей точностью можно считать, что в положительном столбе, занимающем практически весь промежуток, напряженность поля E = U/d, где d— межэлектродное расстояние.

3. Для возбуждения объемного разряда необходима предварительная ионизация газа.

4. Объемный разряд нестационарен, т.е. если его длительность искусственно не ограничивать, то он обязательно контрагируется (сожмется, образуя дуговой канал).

5. Удельная пиковая мощность такого разряда может превышать 1 МВт см⁻³, что намного превосходит аналогичные характеристики классического тлеющего разряда.

Высокая интенсивность исследований объемного разряда обусловлена не только его уникальными параметрами, но и широким практическим использованием. Именно такими разрядами накачиваются газовые технологические лазеры, лазеры для военных применений, лазеры для медицины и научных исследований. Другими словами, объемный разряд является основой для создания наиболее мощных газовых лазеров. Кроме того, объемный разряд начинает находить все большее применение для создания плазмохимических реакторов, а также для инициирования и поддержания различных процессов на поверхности твердых тел.

Полагая, что переходный тлеющий разряд реализуется в таунсендовском диапазоне перенапряжений, а объемный разряд — в стримерном при обязательной предварительной ионизации всего объема межэлектродного промежутка, важно прояснить, различаются ли эти разряды. Из-за недостатка данных по развитию разряда на начальных этапах ранее [19–26] этот вопрос не обсуждался. Это, в свою очередь, не позволяло дать развернутого обоснования методам, направленным на увеличение ввода энергии в газ, и контракции на стадии формирования разряда. Этим вопросам в настоящей работе уделяется основное внимание.

Для удобства изложения материала разряд подразделен на три стадии: формирования, горения (ввод энергии в газ) и контракции. Хотя, конечно же, такое разбиение искусственно, поскольку, например, причины контракции разряда следует искать на более ранних стадиях.

2. Формирование разрядов высокого давления

Стадией формирования разряда называют этап его развития от момента подачи на электроды напряжения до образования катодного падения потенциала, обеспечивающего самоподдерживающийся ток в промежутке. Эта стадия является крайне важной, в значительной мере определяющей энергетические и временны́е характеристики разряда. В настоящее время представления о процессах, имеющих место при формировании разряда, окончательно не установились. Понимание этих процессов осложняется зависимостью характера разряда от многих факторов: величины и длительности фронта приложенного напряжения, способа инициирования разряда, расстояния между электродами, их материала и состояния поверхности, сорта и давления газа [19–24].

Именно на стадии формирования закладываются отличия разрядов, если таковые имеются.

2.1. Формирование переходного тлеющего разряда

Исследования этой стадии начались сравнительно давно [6, 7] в соответствии с представлениями о таунсендовском механизме развития разряда, ранее неоднократно доказанном [2, 3]. Их подробный анализ выполнен в обзорах [20, 23]. Поэтому здесь кратко остановимся на результатах, позволяющих выявить особенности формирования переходного тлеющего разряда.

В работе [11] приведены результаты исследований динамики разряда в азоте при следующих экспериментальных условиях: $K_{\rm n} = 7,5$ %, p = 300 торр, d = 2 см, $U_0 = 27,72$ кВ, инициирование разряда осуществлялось импульсом внешнего УФ-излучения, поступавшим на катод через кварцевое окно газоразрядной камеры. Катод имел профиль Роговского с диаметром плоской части 1 см.

Было установлено, что начальное нарастание тока до уровня ~ 1 А обусловлено серией из четырех лавинных генераций. Поскольку при таких перенапряжениях критическая длина лавины больше межэлектродного расстояния, то электроны из ее головки уходят в анод, а положительные ионы накапливаются в основном около анода. После четырех лавинных генераций плотность



Рис. 1. Поведение тока разряда в азоте и схематическое изображение временны́х разверток фронтов ионизации (p = 300 торр, d = 2 см).

объемного заряда нарастает настолько, что электрическое поле перед ним усиливается. Это ведет к повышению интенсивности ионизационных процессов, что проявляется в возникновении свечения в промежутке (рис. 1), фронт которого продвигается к катоду. Интенсивность свечения нарастает по мере движения фронта ионизационной волны. При соприкосновении с катодом (точка *A* на осциллограмме тока) из катода эмитируется значительное число электронов, тем самым давая начало новой волне ионизации, направленной к аноду (интервал *AB*). Скорость распространения второго и последующих двух фронтов составляет ~ 10^8 см с⁻¹.

В результате движения фронтов концентрация заряженных частиц в промежутке выравнивается и нарастает после прохождения каждой волны. После третьей ионизационной волны у катода отчетливо видна темная полоска, идентифицированная авторами с фарадеевым темным пространством. После образования катодного падения можно считать, что переходный тлеющий разряд сформировался.

Изложенные результаты использовались при разработке численных моделей переходного тлеющего разряда [27, 28]. Результаты модельных расчетов хорошо совпали с экспериментальными данными как по величине, так и по скорости нарастания тока в разрядном промежутке. Проведенные исследования позволили установить физическую картину формирования классического и переходного тлеющих разрядов.

Для дальнейшего сопоставления рассматриваемых разрядов подчеркнем следующее: концентрация электронов и ионов в промежутке, что особенно важно у катода, нарастала по мере прохождения ионизационных волн и в момент проявления темного катодного пространства превышала 10^{12} см⁻³, а плотность тока *j* была выше аналогичного параметра $j_{\rm H}$ нормального тлеющего разряда ($j > j_{\rm H} = 3$ A см⁻²) [29]. Это означает, что в момент образования катодного падения эмиссия электронов из катода за счет его бомбардировки ионами преобладала над другими видами эмиссии, а плотность тока была достаточной для формирования однородного катодного слоя над всей рабочей поверхностью катода.

2.2. Формирование плазменного столба объемного разряда

В одной из первых работ [18] по наблюдению развития объемного разряда с помощью электронно-оптического

преобразователя и метода оборванного разряда эксперименты выполнены в межэлектродном промежутке d = 0,3-0,6 см, заполненном воздухом атмосферного давления. Высоковольтные импульсы длительностью 10-20 нс и амплитудой 20-60 кВ подавались на электроды от генератора на отрезках коаксиальных кабелей, предварительное облучение межэлектродного промежутка осуществлялось излучением искрового разряда. Было обнаружено, что спустя $\sim 10^{-8}$ с после подачи высоковольтного импульса на электроды свечение занимает весь межэлектродный объем, т.е. формирование, по крайней мере положительного столба, происходит в процессе развития одной ионизационной волны и без участия электродов.

Важным моментом в понимании этого процесса стало установление того факта, что начальные электроны в промежутке появляются под действием излучения вспомогательного разряда не только вблизи катода, но и во всем газовом объеме за счет фотоионизации неконтролируемых молекул примесей с низким потенциалом ионизации. Подробный обзор работ по обоснованию этого факта выполнен в [30].

В работе [31] была предложена модель быстрого формирования плазменного столба, суть которой можно упрощенно пояснить следующим образом. Электроны, обусловленные УФ-излучением вспомогательного разряда и равномерно распределенные по всему основному объему, двигаясь в электрическом поле, набирают энергию и, ионизуя частицы газа, образуют электронные лавины. Число электронов в лавине нарастает по закону

$$N_{\rm e} = \exp(\alpha x) \,, \tag{2}$$

где x — пройденный электроном путь. Электроны, обладая существенно большей скоростью, находятся в головке лавины, а ионы распределены по всему ее следу. Вследствие этого в лавине происходит разделение зарядов и образуется собственное электрическое поле, которое ослабляет внешнее поле. Когда внешнее и собственное поля сравниваются ($N_e \approx 10^8$), развитие лавины резко замедляется. В этом случае говорят, что лавина достигла критического размера.

Модель предполагает, что к моменту достижения в промежутке напряженности поля, достаточной для ионизационного размножения, в разрядной зоне находится столько электронов, что образованные ими лавины, достигшие критического размера, своими головками перекроют весь активный объем, т.е.

$$r_{\rm e} = \frac{1}{n_{\rm e}^3} , \qquad (3)$$

где r_e — радиус лавины критического размера. При таком подходе начальная концентрация электронов n_0 должна составлять ~ $10^4 - 10^5$ см⁻³. В то же время в экспериментах, в которых реализовывался объемный разряд, нижняя граница для n_0 больше 10^7 см⁻³, например в [32].

Кроме того, такой подход накладывает ограничения на длительность фронта t_{ϕ} . Необходимо, чтобы она была меньше времени дрейфа электронов на расстояние x, равное радиусу головки лавины r_{e} , достигшей критического размера [33]:

$$r_{\rm e} > x = v_{\rm e} t_{\rm \varphi},\tag{4}$$

где v_e — дрейфовая скорость электронов. С учетом этого требование к начальной концентрации электронов можно представить в виде [34]

$$n_0 > \frac{5 \times 10^6}{t_{\Phi}^{2/3}} p^{3/2} \,, \tag{5}$$

где $[t_{\phi}] =$ нс, [p] = атм. Для типичных разрядов, где t_{ϕ} составляет десятки наносекунд, а давление — единицы атмосфер, $n_0 \ge 10^6$ см⁻³.

В дальнейшем, используя идею о перекрытии лавин и предполагая, что удвоение числа электронов происходит за время $t = 1/(\alpha v_e)$, а также полагая, что переход от лавинной ионизации к квазистримерному пробою происходит за время $t_{\phi}^* \leq d/v_e$, в [35] получили критерии зажигания объемного разряда

$$n_0 \ge \left(\frac{3\alpha eE}{32\varepsilon}\right)^{3/2},\tag{6}$$

$$2\pi e n^{-1} \exp(\alpha d) \ge E, \qquad (7)$$

где *є*, *v*, *е* — средняя энергия, дрейфовая скорость и заряд электронов, Е — напряженность электрического поля, n_0 — начальная плотность электронов. Они определили нижнюю и верхнюю границы напряженности поля Е горения объемного разряда в промежутке. За пределами этих границ разряд горит в виде канала. Нижняя граница объясняется необходимостью приложения электрического поля, напряженность которого существенно снижается за фронтом ионизационной волны, двигающейся от анода к катоду, и значительно усиливается перед ней. По мнению авторов, это обеспечивает быстрое нарастание концентрации электронов и развитие разряда в квазистримерной форме. Наличие верхней границы обусловлено тем, что с увеличением напряженности поля размер лавины, достигший критического значения, уменьшается, вызывая тем самым необходимость роста *n*₀ для обеспечения условия перекрытия лавин. Область между верхней и нижней границами соответствует условиям зажигания объемного разряда. В работе [35] впервые найдено, что нижняя граница напряжения связана с зажиганием объемного разряда в квазистримерной форме, а не является напряжением статического пробоя, как это отождествлялось ранее при ее обнаружении [36].

Критерии зажигания объемного разряда (6), (7) требуют наличия в промежутке начальных электронов с концентрацией $n_0 > 10^7$ см⁻³ и лучше соответствуют экспериментальным данным. Однако следует заметить, что они получены в формальном предположении о необходимости перекрытия лавин за время удвоения в них числа электронов, т.е. физическая картина развития разряда фактически осталась за рамками моделирования. Кроме того, они не позволяют объяснить зависимость предельных энерговкладов [37, 38] и однородности разряда [39, 40] от концентрации начальных электронов.

Другая модель также рассматривает развитие разряда [41, 42] в предварительно ионизованной среде между двумя плоскими бесконечными электродами при подаче на них высоковольтного импульса с фронтом нарастания напряжения t_{ϕ} . Поскольку скорость движения электронов вдоль силовых линий поля больше, чем в других направлениях, то электроны при дрейфе от катода к аноду образуют цуг лавин, идущих по следу друг друга



Рис. 2. Пояснение к модели формирования плазменного столба.

и формирующих токовую нить (рис. 2). При этом радиус нити $R_{\rm H}$ будет увеличиваться с ростом скорости диффузии электронов, т.е.

$$R_{\rm H} = \sqrt{4D_{\rm e}t} \,, \tag{8}$$

где $D_{\rm e}$ — коэффициент диффузии электронов, t — время. Одновременно с расширением нити будет нарастать число электронов в ней $N_{\rm H}$:

$$N_{\rm H} = N_{\rm H}^0 \exp(vt) \,, \tag{9}$$

где $N_{\rm H}^0 = d/r$ — начальное число электронов в нити, d — межэлектродное расстояние, $r = n_0^{-1/3}$ — среднее расстояние между электронами, созданными на стадии предварительной ионизации, v — частота ионизации. Концентрацию электронов нити можно определить следующим образом:

$$n_{\rm e} = \frac{N_{\rm H}}{\pi R_{\rm H}^2 d} = \frac{n_0^{1/3} \exp(\nu t)}{\pi R_{\rm H}^2} \,. \tag{10}$$

После того как радиус нити станет равным радиусу Дебая $R_{\rm D}$, ее расширение резко замедлится вследствие перехода от электронной диффузии к амбиполярной, т.е. в рассматриваемом интервале времени (< 10⁻⁷ с) она фактически прекратит расширяться. Приравнивая $R_{\rm D} = R_{\rm H} = R$, можно найти радиус нити в этот момент времени:

$$R = \sqrt{\frac{4D_{\rm e}}{\nu} \ln\left(\frac{kT_{\rm e}}{4e^2\sqrt[3]{n_0}}\right)} \,. \tag{11}$$

Введя величину $n_0^{\text{кр}} = R^{-3}$ (назовем ее критической концентрацией), можно записать критерий однородности плазменного столба разряда следующим образом:

$$n_0 \ge n_0^{\text{kp}} = \left[\frac{4D_e}{v} \ln\left(\frac{kT_e}{4e^2\sqrt[3]{n_0^{\text{kp}}}}\right)\right]^{-3/2}.$$
 (12)

Таким образом, если $n_0 < n_0^{\text{кр}}$, то плазма разряда будет состоять из множества диффузных нитей, что было замечено в [39] при вырезании оптическим способом тонкой полоски объемного разряда. Следует заметить, что совокупное свечение нитей может создать впечатление однородности разряда. Более того, при $n_0 < n_0^{\text{кр}}$ процесс неоднородного возбуждения может быть в значительной степени усилен в средах, где велика роль ступенчатой ионизации.

При возрастании n_0 до $n_0^{\rm kp}$ будет увеличиваться плотность нитей, а следовательно, улучшаться однородность разряда, а также увеличиваться занимаемая разрядом площадь (суммарная площадь микронитей $S_{\rm H}$) и ее отношение к активной площади электродов (S). В результате удельная энергия, вводимая в газовый объем, занятый плазмой разряда (микронитями), будет снижаться. Это должно положительным образом сказаться на устойчивости разряда и повысить предельную энергию, вводимую в газ.

С помощью предлагаемой модели была предпринята попытка [42] объяснить ряд экспериментов в лазерных средах, в которых наблюдались зависимости либо предельной энергии, вводимой в газ [37, 38], либо энергии лазерного излучения, а следовательно, однородности разряда [39, 40] от n_0 . Для этого рассчитывались зависимости $S_{\rm H}/S$ от начальной концентрации электронов n_0 применительно к условиям упомянутых выше работ. Необходимые кинетические коэффициенты (D_e, v, T_e) были получены с помощью уравнения Больцмана, которое решалось численно. Результаты расчетов приведены на рис. 3. Видно, что во всех экспериментальных случаях $S_{\rm H} < S$. Это явилось следствием того, что реализованная начальная концентрация электронов была меньше критической. По этой причине согласно изложенной модели плазменный столб разряда в данных экспериментах, скорее всего, состоял из множества микронитей.

Следовательно, увеличение *n*₀ повышало однородность разряда за счет увеличения объема, занятого микронитями, что приводило к росту энергии лазерного излучения [39, 40]. Тогда увеличение числа микронитей,



Рис. 3. Зависимости отношения суммарной площади микронитей $S_{\rm H}$ к активной площади электродов *S* от начальной концентрации электронов n_0 для различных экспериментальных условий: *I* — CO₂: N₂: He = 1:1:8, *p* = 1 атм [38]; *2* — He: Kr: F₂ = 95:5:0,1, *p* = 3 атм [40]; *3* — Ne: He: Xe: HCl = 89:10:1:0,1, *p* = 4 атм [39]; *4* — CO₂: N₂: He = 1:1:3, *p* = 1 атм [37].

Кроме того, анализируя формулу (12), можно сделать вывод, аналогичный полученному в [35], о необходимости роста $n_0^{\text{кр}}$ с увеличением E/N (E — напряженность электрического поля; N — плотность молекул газовой среды).

2.3. Формирование катодного слоя объемного разряда

Существует ряд экспериментальных данных, указывающих на то, что между объемным и переходным тлеющим разрядами имеются достаточно значительные различия. Перечислим те из них, которые не удалось в полной мере объяснить до настоящего времени:

 наличие нижней границы зажигания объемного разряда в диапазоне стримерных перенапряжений при использовании металлического катода [35-37];

2) снижение границы перенапряжений до $K_{\rm m} \approx 0$ при применении плазменного катода [43];

 повышение устойчивости объемного разряда с уменьшением длительности фронта высоковольтных импульсов [32] и увеличением межэлектродного расстояния [44];

4) расширение диапазона рабочих давлений и длительности разряда при инжекции низкоэнергетичных электронов в прикатодную область из вспомогательного плазменного источника [45, 46].

Существуют отличия [47] и в динамике формирования объемного разряда. В работе [18] исследовалось влияние способа инициирования на формирование объемного разряда. Разряд возбуждался в межэлектродном промежутке длиной 1 см, образованном сплошным катодом и сетчатым анодом, заполненным аргоном атмосферного давления. Излучение вспомогательного разряда проникало через сетчатый анод и создавало начальные электроны за счет фотоэмиссии из катода и фотоионизации газа, а при установке на его пути пластины из LiF только за счет фотоэмиссии. Эти результаты представлены на рис. 4.

При наличии начальных электронов только у поверхности катода через 12,5 нс после подачи высоковольтного импульса у катода образуется слой, состоящий из лавин, достигших критического размера и резко замедливших свое развитие (кадр 3). Излучением этих лавин



Рис. 4. Фотографии свечения промежутка в стадии формирования пробоя в аргоне при инициировании электронов на поверхности катода (3, 4) и при совместном поверхностном и объемном инициировании (1, 2) ($U_0 = 18 \text{ кB}, p = 760 \text{ торр}, d = 1 \text{ см}$).

создаются вторичные электроны в межэлектродном объеме, из которых развиваются новые лавины. Однако их объемная плотность мала, что ведет к образованию нитевидных каналов уже на стадии формирования разряда (кадр 4). При уменьшении напряжения расстояние от плазменного слоя до катода растет из-за увеличения длины лавин, достигших критического размера $x_{\rm kp}$.

При образовании начальных электронов как у поверхности катода, так и во всем межэлектродном объеме спустя 10 нс также наблюдается светящийся слой у катода, обусловленный теми же причинами (кадр 1). Однако через 2,5 нс однородным свечением занят весь межэлектродный промежуток (кадр 2).

Эти данные совместно с результатами по обнаружению нижней границы зажигания показывают, что объемный и переходный тлеющий разряды имеют разные диапазоны по перенапряжению, в которых они возбуждаются, и разные способы инициирования. Хотя очевидно, что переходный тлеющий разряд может возбуждаться и при том, и при другом способе инициирования.

Для дальнейшего выявления отличий обоих разрядов рассмотрим некоторые результаты математического моделирования процессов формирования объемного разряда. Обычно при моделировании используют нестационарные уравнения непрерывности и Пуассона [19–23] (1D-модель):

$$\frac{\partial n_{\rm e}}{\partial t} - \frac{\partial (n_{\rm e} v_{\rm e})}{\partial x} = (\alpha - \eta) v_{\rm e} n_{\rm e} - \beta n_{\rm e} n_{\rm i} + D_{\rm e} \frac{\partial^2 n_{\rm e}}{\partial x^2} , \qquad (13)$$

$$\frac{\partial n_{\rm i}}{\partial t} + \frac{\partial (n_{\rm i} v_{\rm i})}{\partial x} = (\alpha - \eta) v_{\rm e} n_{\rm e} - \beta n_{\rm e} n_{\rm i} + D_{\rm i} \frac{\partial^2 n_{\rm i}}{\partial x} , \qquad (14)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\varepsilon_0} \left(n_{\rm e} - n_{\rm i} \right),\tag{15}$$

где

$$n_{\rm e,i}v_{\rm e,i} = n_{\rm e,i}\mu_{\rm e,i}E$$

а также уравнение для плотности тока

$$j = j_e + j_i + j_d$$
. (16)

К этим уравнениям необходимо добавить начальные и граничные условия:

$$n_{\rm e}(0,t) v_{\rm e}(0,t) = \gamma_{\rm i} n_{\rm i}(0,t) v_{\rm i}(0,t) + \gamma_{\rm ph} n_{\rm ph}(t) c , \qquad (17)$$

где *с* — скорость света,

$$j_{\rm i}(d,t) = 0$$
, (18)

$$\int_{0}^{d} E(x) \, \mathrm{d}x = U_0 \,. \tag{19}$$

В приведенных уравнениях β , η — коэффициенты рекомбинации и прилипания электронов соответственно; n_e , n_i и v_e , v_i — концентрации и скорости дрейфа электронов и ионов, ε_0 — диэлектрическая постоянная, γ_i , γ_{ph} коэффициенты вторичной эмиссии за счет бомбардировки катода ионами и фотонами соответственно, $n_{ph}c$ — плотность потока фотонов на катод; μ_e , μ_i подвижности электронов и ионов; D_e , D_i — коэффициенты диффузии электронов и ионов, e — заряд электрона, j_e , j_i , j_d — плотность токов электронов, ионов и смещения. Для учета изменения тока разряда, сопровождающегося перераспределением напряжения на элементах электрической цепи возбуждения, уравнения (13)–(19) необходимо решать совместно с уравнениями Кирхгофа. Различные модели, основанные на приведенных уравнениях, отличаются полнотой и точностью расчета учитываемых процессов (констант скоростей процессов, количества плазмохимических реакций и т.д.)

Достаточно полная 1D-модель формирования разряда изложена в работе [48]. Здесь межэлектродный промежуток разбивается на прикатодную область и плазменный столб. При рассмотрении процессов в прикатодной области используется предположение, что влияние плазмохимических реакций на n_e и n_i отсутствует, а $\beta = 0$ и $\eta = 0$. Процессы в плазменном столбе анализируются с использованием 0D-модели, в которой напряженность поля и плотность тока считаются одинаковыми во всем объеме, что позволяет учесть влияние на эти параметры наиболее важных плазмохимических реакций.

Связь между током и напряжением на границе областей учитывалась следующим образом:

$$I_{\kappa p} = -\varepsilon_0 \frac{S}{d_{\kappa}} \frac{\partial U_{\kappa}}{\partial t} + \frac{S}{d_{\kappa}} \int_0^{d_{\kappa}} \left[j_e(x,t) + j_i(x,t) \right] \mathrm{d}x \,, \qquad (20)$$

где d_{κ} — координаты границы между прикатодной областью и плазменным столбом, $U_{\kappa}(t) = U(d_{\kappa}, t)$.

Расчеты выполнялись для следующих экспериментальных условий: площадь разряда $S = 100 \text{ см}^2$, d == 3 см, смесь газов Ne: Xe: HCl=99,37:0,5:0,13 давлением 2,5 атм, $U_0 \approx 20 \text{ кB}$, $n_0 = 5 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$. На рисунке 5 показаны изменения плотности электронов (а) и электрического поля в процессе формирования разряда (б). Видно, что на начальном этапе (0–22 нс) плазменный столб отодвигается от катода, а затем за 10 нс приближается к нему, формируя катодное падение. Напряженность поля на катоде достаточно сильно зависит от эмиссионных свойств катода и может достигать ~ 10^7 В см⁻¹. Момент достаточно важный, ранее отмеченный в работе [49].

Интересными оказались результаты вычисления разрядного тока, обусловленного эмиссией электронов с поверхности катода по действием ионов и фотонов (рис. 6). Они позволяют сделать вывод, что на стадии формирования объемного разряда поток электронов, обусловленный фотоэмиссией, $\gamma_{\rm ph} n_{\rm ph}(t) c$ существенно выше потока, возникающего в результате ионной бомбардировки катода, $\gamma_i n_i(0, t) v_i(0, t)$. Причины такого поведения потоков следующие. При поступлении высоковольтного импульса на электроды электроны дрейфуют по направлению к аноду вначале без существенного размножения, образуя обедненную зарядами зону. Размер этой зоны зависит от фронта высоковольтного импульса, в работе [48] максимальный размер составил ~ 1 мм. Поскольку концентрация ионов, обусловленная начальной предыонизацией в обедненной зоне мала, более того, ближайшие из них находятся на расстоянии нескольких микрон от катода, то развитие активной составляющей тока может быть обусловлено в это время только фотоэмиссией с катода.

Такая стадия отсутствует в переходном тлеющем разряде, поскольку значительное нарастание тока и формирование катодного падения происходят в про-



Рис. 5. Распределения плотности электронов (а) и электрического поля (б) в промежутке для различных моментов времени на стадии формирования разряда.



Рис. 6. Зависимость отношения тока вторичной ионно-электронной эмиссии к фототоку от времени для различных значений коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии.

цессе движения нескольких ионизационных волн, оставляющих за своим фронтом достаточно однородное распределение зарядов. Поэтому у катода всегда достаточно ионов, чтобы процесс поставки электронов в промежуток под действием их бомбардировки катода был доминирующим.

Наличие рассматриваемой стадии в объемном разряде углубляет его отличие от переходного тлеющего разряда и позволяет объяснить некоторые его свойства. Дело в том, что именно на данной стадии устойчивость разряда наиболее критична к появлению зарядовых или других неоднородностей у катода из-за низкой концентрации электронов в обедненной зоне. Эти соображения имеют экспериментальное подтверждение.

В работе [50] такие неоднородности создавались нанесением на медный электрод с работой выхода 4,36 эВ полосок толщиной 0,012 мм различной ширины из никеля, работа выхода которого равна 4,5 эВ. Эксперименты выполнялись с использованием высокоразрешающей и высокочувствительной аппаратуры в промежутках с межэлектродным расстоянием 0,5-2 см и рабочей площадью электродов 0,4 × 1,8 см, заполненных смесью газов: Ne (1-7 атм), Xe ((7-8) $\times 10^{-2}$ атм) и HCl ((5-10)×10⁻³ атм). Предварительная ионизация газовой среды с $n_0 = 1.2 \times 10^9$ см⁻³ осуществлялась рентгеновским излучением. Регистрация развития свечения в промежутке показала следующее. Первоначально, как и в экспериментах [18] (см. рис. 4), наблюдается тонкая полоска свечения непосредственно у катода, остальной промежуток темный. Спустя 9 нс разряд зажигается на медных полосках электрода, еще через 2 нс — на широких никелевых полосках, а через 12 нс — на всем электроде, даже на наиболее узких никелевых полосках, хотя и с несколько разной степенью яркости свечения. Еще через 10 нс свечением заняты только полоски из меди, полосы свечения перекрываются, образуя однородный столб на расстоянии ~ 1 мм от катода.

Эти результаты и данные эксперимента [47] подтверждают качественно вывод [48], что при высоких перенапряжениях и предварительной ионизации газовой среды объемный разряд формируется, фактически, в процессе движения одной ионизационной волны. Более того, они показывают, что даже небольшие отличия в эмиссионных свойствах поверхности катода могут привести к стягиванию тока в область с повышенной эмиссией электронов и образованию мест с повышенной плотностью тока уже на стадии формирования разряда.

Поскольку неоднородности, возникшие на начальной стадии (увеличения тока и напряжения) объемного разряда, имеют свойство нарастать и могут прервать его формирование, вопрос о критическом токе, при котором образуется катодное пятно, рассмотрим подробнее. Для этого решалась система уравнений (13) – (20) с граничным условием для электронного тока на катоде:

$$j_{\rm e}(0,t) = \gamma_{\rm i}\mu_{\rm i}En_{\rm i} + \frac{\gamma_{\rm ph}}{d} \int_0^d cn_{\rm ph} \,\mathrm{d}x\,. \tag{21}$$

Результаты расчетов динамических вольт-амперных характеристик разряда и толщины катодного слоя d_к с учетом автоэмиссии представлены на рис. 7. Кривая 1 получена с использованием усредненного коэффициента усиления поля на поверхности катода, учитывающего его шероховатость, который находился так же, как это сделано в [51]. Кривые 3-5 рассчитаны для случаев, когда заряды в обедненном катодном слое сосредоточены в нитевидных образованиях. При этом предполагалось, что одна из нитей стягивается на сферическое острие площадью $\sim 10^{-6}$ см² с различными коэффициентами усиления поля. Видно, что расслоение катодного слоя и влияние автоэмиссии ведут к появлению локальных мест вблизи микроострий с коэффициентом усиления поля более 10 (кривые 4, 5), где вольт-амперная характеристика падающая и, следовательно, образуется катодное пятно, а впоследствии — канал.

Расслоение катодного слоя, когда разряд находится в поднормальном режиме и не может занимать всю



Рис. 7. Зависимость катодного падения потенциала U_{κ} (кривые 1, 3-5) и толщины катодного слоя d_{κ} (кривая 2) от плотности тока j для условий эксперимента [37]: 1 — плоский случай; 3 — микроострие с коэффициентом усиления $\xi = 10; 4 - \xi = 15; 5 - \xi = 30$.

поверхность катода, рассматривалось ранее [52]. Инкремент неустойчивости $v_{\rm H}$, связанной с расслоением разряда, получен в следующем виде:

$$\nu_{\rm H} = -\frac{\mu_{\rm i} U_{\rm K}}{d_{\rm K}^2} \left(\frac{\partial U_{\rm K}}{\partial j} \, \sigma \, \frac{2\pi}{\lambda} + 1 \right), \tag{22}$$

где *σ* — проводимость столба.

e

Однако наличие неустойчивости еще не означает расслоения разряда, поскольку времени движения ионизационной волны $t_{\rm H}$ может быть недостаточно для развития флуктуаций, т.е. $\langle v_{\rm H} \rangle t_{\rm H} < 1$. Введя обозначение $\Omega = \langle v_{\rm H} \rangle t_{\rm H}$, можно записать критерий неустойчивости катодного слоя как

$$\Omega = \int_{t_{\rm H}} v_{\rm H}(t) \,\mathrm{d}t > 1 \,. \tag{23}$$

В дальнейшем предполагалось, что если за время движения ионизационной волны к катоду плотность тока в нити успевает дорасти до значения $j_{\rm kp}$, при котором правая ветвь вольт-амперной характеристики (см. рис. 7, кривые 3–5) становится падающей ($\Omega > 1$), то в промежутке прорастает канал. При $\Omega < 1$ ионизационная волна достигает катода раньше, чем плотность тока значения $j_{\rm kp}$, происходит переход к достаточно однородной эмиссии электронов со всего катода и канал не образуется.

Исходя из этих соображений, была рассчитана граница минимально возможного напряжения ($\Omega = 1$), выше которой разряд имеет объемный характер. Динамические значения параметров, входящих в формулу (22), получены из решения системы уравнений (13) - (20). Параметр λ , характеризующий размер нитевидной токовой нити, определен в предположении, что радиус нити равен радиусу Дебая. Значение у_{рh} было подобрано так, чтобы при условии $\Omega = 1$ нижнее граничное напряжение совпадало бы с экспериментальным при p = 1 атм. Далее, используя найденное $\gamma_{\rm ph}$ из условия $\Omega = 1$, было рассчитано нижнее граничное напряжение для других давлений. Результаты расчетов, представленные на рис. 8, неплохо совпадают с экспериментальными значениями. Они также показывают, что нижняя граница зажигания объемного разряда (кривая 1) не связана с



Рис. 8. Зависимости нижней границы зажигания объемного разряда (кривая 1), границы лавинно-стримерного перехода (кривая 2) и напряженности поля статического пробоя (3) от давления для условий эксперимента [37] (CO₂: N₂: He = 1:1:3).

границей перехода от таунсендовского к стримерному механизму развития разряда (кривая 2) и с напряжением статического пробоя (кривая 3), а определяется развитием катодной неустойчивости.

Были рассчитаны зависимости Ω (рис. 9) от межэлектродного расстояния d (кривая l), $\gamma_{\rm ph}$ (кривая 2) и длительности фронта нарастания напряжения ($t_{\rm q}$) (кривая 3). Они позволяют объяснить ряд известных экспериментальных фактов. Уменьшение длительности фронта $t_{\rm q}$ сокращает время развития неустойчивости. Увеличение скорости поступления электронов в обедненную зону за счет увеличения объема и, следовательно, потока фотонов на катод [44], инжекции электронов в прикатодную область [44, 45, 53], повышения эмиссионных свойств катода [49] ведет к увеличению устойчивости объемного разряда. Следует отметить, что результаты анализа развития катодной неустойчивости имеют качественный характер, и для получения точных данных необходимо



Рис. 9. Зависимости параметра Ω от межэлектродного расстояния d (кривая I), от коэффициента фотоэмиссии $\gamma_{\rm ph}$ (кривая 2) и от фронта нарастания напряжения $t_{\rm p}$ (кривая 3).

решение нестационарной задачи в двух- или трехмерной геометрии.

Таким образом, формирование объемного разряда в течение одной ионизационной волны, наличие обедненной зарядами зоны и стадии, когда ток разряда определяется только фотоэмиссией с катода, а также начальные условия зажигания отличают его от переходного тлеющего разряда. Если это так, то, используя плазменный катод, вблизи которого концентрация электронов велика, а работа выхода мала, можно в значительной мере устранить различия между названными разрядами. Действительно, в промежутке, образованном плазменным катодом и металлическим профилированным электродом объемом $4 \times 4 \times 40$ см в различных смесях газов $CO_2: N_2: He$ при p = 0.5 атм реализован объемный разряд при $K_{\rm II} < 0, K_{\rm II} = 0$ и $K_{\rm II} > 0,$ а при смене полярности — только при K_п > 0 [43]. Данные результаты еще раз подтверждают изложенные представления о формировании объемного разряда.

3. Ввод энергии в газ

Ввод энергии в газ происходит на стадии объемного разряда, так как после его контракции энергия поступает лишь в малую часть объема, занятую каналом. Из-за более высокой плотности тока при прочих равных условиях обеспечить высокую устойчивость объемного разряда существенно сложнее, чем переходного тлеющего разряда. Однако в прикладном плане он оказался более перспективным, видимо, поэтому сведения об исследовании энергетики переходного тлеющего разряда фактически отсутствуют. В связи с этим ниже обсуждается только объемный разряд.

С практической точки зрения наиболее интересно выяснить, при каких параметрах электрического поля, плотности тока, длительности и частоте следования импульсов можно ввести в газ наибольшую (предельную) энергию.

3.1. Электрические поля в газовых разрядах

Получение сведений о напряженностях электрических полей, при которых энергия поступает в газ, осложнено тем, что эта характеристика в значительной мере определяется параметрами высоковольтных систем возбуждения разряда, варьируемых в широком диапазоне. Однако объективные данные о максимальных полях можно получить, используя высоковольтные генераторы на основе линий с распределенными параметрами. В этом случае на время длительности высоковольтного импульса эквивалентную электрическую схему генератора можно представить в виде конденсатора бесконечной емкости, разряжающегося на промежуток через резистор с номиналом, равным волновому сопротивлению линии. Тогда падение напряжения на разрядном промежутке будет определяться только собственными свойствами самого промежутка, а не параметрами генератора. На основе такого подхода было обнаружено, что после переходных процессов, связанных с зажиганием разряда, устанавливается квазистационарное падение напряжения на промежутке, когда электронная температура одинакова во всей области положительного столба [54].

В работе [55] показано, что напряжение на промежутке (U_r) в течение квазистационарной стадии разряда не зависит от амплитуды подаваемого напряжения. Учитывая данный факт, авторы измерили вольт-амперные характеристики квазистационарного объемного разряда в широком диапазоне экспериментальных условий: p = 100-1200 торр, d = 1,2-4,2 см в газовых средах N₂, N₂ + H₂O, CO₂ : N₂ : He = 1:2:3, CO₂ : N₂ : He = 1:7:30, CO₂ : N₂ : He = 1:7:0. Установлено, что E/N является инвариантом относительно j/N для каждого сорта газа. Это удалось объяснить в [56], пренебрегая процессами отрыва электронов от отрицательных ионов и ступенчатой ионизации. Тогда стационарное уравнение баланса для электронов в объемном разряде имеет вид

$$k_{\text{ион}} n_{\text{e}} N = k_{\text{пр}} n_{\text{e}} N + \beta n_{\text{e}}^2, \qquad (24)$$

или

$$k_{\rm ион} = k_{\rm пp} + \beta \, \frac{n_{\rm e}}{N} \,. \tag{25}$$

Поскольку при электронной температуре, большей 1,5 эВ, коэффициент прилипания $k_{\rm np}$ не менее чем на порядок превышает $\beta n_{\rm e}/N$, то условием квазистационарности самостоятельного объемного разряда является примерное равенство коэффициентов ионизации и прилипания: $k_{\rm ион} \approx k_{\rm np}$.

Если доминирующим процессом связывания электронов является рекомбинация, в частности для азота и смесей газов, содержащих $\text{CO}: \text{CO}_2 \ge 1$, где при взаимодействии иона O⁻ с CO мгновенно образуются CO₂ и свободный электрон, прилипанием можно пренебречь и аналогичное условие имеет вид $k_{\text{нон}} = \beta n_e/N$. При этом равновесное значение для E/N устанавливается при более низких значениях.

В работах [57, 58] выполнялись аналогичные исследования с использованием генератора прямоугольных импульсов на отрезках коаксиальных кабелей. Такой генератор позволял генерировать импульсы напряжения амплитудой до 45 кВ длительностью 100 нс, а также варьировать волновое сопротивление в диапазоне 4,17-50 Ом. В ходе экспериментов менялись давление газа в интервале 0, 1-1 атм, состав газа $CO_2: N_2: He =$ =1:1:(1-20) и площадь электродов от 9 до 18 см². Было подтверждено, что напряжение на промежутке в течение квазистационарной стадии разряда не зависит от начального напряжения, волнового сопротивления, площади электродов и определяется только межэлектродным расстоянием, составом и давлением газа. Данные для напряженности поля в промежутке в зависимости от pd приведены на рис. 10. Поскольку в процессе горения разряда напряжение $U_{\rm r}$ на промежутке несколько уменьшалось (на 5-10 %), то за напряжение горения принималось его значение при t = 68 нс. Это уменьшение могло быть связано с влиянием ступенчатых процессов.

Для выяснения роли данного процесса в работе [59] выполнены расчеты и эксперименты применительно к азоту, где из-за больших сечений возбуждения состояний $A^{3}\Sigma_{u}^{+}$ и $B^{3}\Pi_{g}$ влияние ступенчатых процессов должно быть особенно заметным. Эксперименты выполнялись с использованием генератора на отрезках коаксиальных линий с волновым сопротивлением 75 Ом, генерировавшего импульсы напряжения длительностью 0,7 мкс, с фронтом 50 нс и амплитудой до 45 кВ. Межэлектродное расстояние составляло 1 см, площадь электродов и давление газа в ходе экспериментов менялись от 0,6 до 30 см² и от 0,1 до 0,6 атм соответственно.



Рис. 10. Приведенная напряженность поля в промежутке в течение квазистационарной стадии разряда при разном составе смеси газов: $I - CO_2: N_2: He = 1:1:1, 2 - 1:1:2, 3 - 1:1:5, 4 - 1:1:10, 5 - 1:1:20.$

Обнаружено, что в течение импульса E/p может уменьшаться более чем на 30 %. При увеличении p от 0,1 до 0,4 атм E/p, измеренное при t = 68 нс, уменьшается от 44 до 27 В (см торр)⁻¹, а при возрастании концентрации электронов от 6×10^{12} до 6×10^{13} см⁻³ оно снижается от 44 до 32 В (см торр)⁻¹. Численные расчеты с учетом ступенчатой ионизации неплохо качественно и количественно подтвердили экспериментальные данные.

Снижение E/p от 13,5 до 9,9 В (см торр)⁻¹ по мере увеличения давления от 100 до 700 торр также обнаружено в CO₂-средах [60]. Большими значениями *pd*, в частности, можно объяснить высокие КПД CO₂-лазеров, возбуждаемых самостоятельными объемными разрядами с большой апертурой [61], где снижение E/pведет к повышению эффективности передачи энергии на верхний лазерный уровень.

Устанавливаемые параллельно промежутку обострительные конденсаторы позволяют в процессе разряда на время их "разрядки" снизить параметр E/p, который в дальнейшем стремится возвратиться к своему максимально возможному значению (см. рис. 10). Для этих целей широко используются двухконтурные схемы возбуждения разряда [19–21, 24], правильный выбор параметров которых обеспечивает снижение E/p на ~ 30 % и достижение даже в малоапертурных CO₂-лазерах КПД ~ 20 % [21, 24].

3.2. Методы увеличения энерговкладов в газ

Освоение новых методов повышения устойчивости объемного разряда, как правило, ведет к увеличению либо удельных энерговкладов, либо межэлектродного расстояния, либо предельного давления и, в конечном счете, полной энергии, введенной в газ. Существует несколько различных подходов к достижению указанной цели:

 — резистивное или индуктивное ограничение нарастания локальной плотности тока;



Рис. 11. Зависимости плотности энергии (1), вводимой в основной разряд атмосферного давления, и предельного давления (2) от энергии, рассеянной во вспомогательном разряде, для смеси газов $CO_2: N_2: He = 1:1:3.$

 уменьшение длительности разряда, улучшение однородности плазменного столба и приэлектродных областей;

— уменьшение энерговыделения в катодном слое.

Методы ограничения нарастания локальной плотности тока путем секционирования катода и подключения к схеме возбуждения каждой секции через индивидуальный резистор или индуктивность [62], а также уменьшение длительности разряда с одновременным увеличением его мощности [57, 58] неоднократно обсуждались ранее [21, 23]. Они достаточно универсальны и могут использоваться совместно с другими методами повышения устойчивости практически при любых схемах возбуждения разряда.

Рост предельных энерговкладов за счет повышения однородности плазменного столба достигается увеличением уровня предварительной ионизации газовой среды. В работе [37] это реализовывалось увеличением энергии, вводимой в предварительный разряд (рис. 11). Причины такого поведения кривых обсуждались ранее и связаны с необходимостью перекрытия диффузных нитей при достижении $n_0 = n_0^{\text{кр}}$. По-видимому, предельные энерговклады, возрастающие по мере увеличения n_0 , будут расти и при $n_0 > n_0^{\text{кр}}$, хотя и в меньшей степени, поскольку дальнейшее увеличение n_0 будет улучшать однородность и снижать потенциал катодного слоя на стадии формирования разряда.

Повысить устойчивость катодного слоя и тем самым разряда в целом можно инжекцией в прикатодную область гелия [63], что позволяет уменьшить катодное падение потенциала.

К лучшим результатам в этом направлении ведет использование плазменного катода, обладающего высокими эмиссионными свойствами [37, 64]. Однако, к сожалению, они обладают и рядом весьма существенных недостатков: неоднородной эмитирующей поверхностью, низкой долговечностью, необходимостью энергетических затрат на создание плазменного катода.

Наиболее перспективным оказался способ, при котором уменьшение энерговыделения в прикатодном слое достигается использованием электродов с высокими эмиссионными свойствами [49]. Расчеты энерговыделения в таком катодном слое [49] выполнялись с использованием метода, изложенного в [51]. При этом решалась система уравнений

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = -\frac{e}{\varepsilon_0} n_\mathrm{i} = \frac{j_\mathrm{i}}{\varepsilon_0 v_\mathrm{i}} \,, \tag{26}$$

$$\frac{\mathrm{d}j_{\mathrm{i}}}{\mathrm{d}x} = -\alpha j_{\mathrm{e}} \,, \tag{27}$$

со следующими граничными условиями:

$$j = j_{\rm e} + j_{\rm i}$$
, $j_{\rm e}(0) = \Gamma j_{\rm i}(0) = \langle j_{\rm a} \rangle + \gamma_{\rm i} j_{\rm i}(0)$, (28)

$$\langle j_{a} \rangle = \sqrt{\pi} a b^{2} \left(\frac{\xi}{\vartheta}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{2\vartheta}{\xi}\right) \left(1 + 2\sqrt{\frac{\xi}{\pi\vartheta} + \frac{\xi}{2\pi\vartheta}}\right), (29)$$

$$E(d_{\kappa}) = 0, \qquad \left. \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} \right|_{x=d_{\kappa}} = 0, \qquad (30)$$

где Γ — коэффициент, характеризующий вторичные процессы на катоде, в том числе и автоэмиссию; $\langle j_a \rangle$ средняя по поверхности катода плотность тока автоэмиссии; *а* и *b* — численные коэффициенты формулы Фаулера – Нордгейма для плотности тока автоэмиссии, равные соответственно 1,55 × 10⁻⁶ φ^{-1} и 6,85 × 10⁷ $\varphi^{3/2}$; φ — работа выхода, эВ; ξ — среднее значение коэффициента усиления поля по поверхности катода; $\vartheta = \sqrt{b/(\xi E_{\kappa})}$; E_{κ} — средняя напряженность поля у поверхности катода, В см⁻¹.

Сумма, стоящая в скобках в выражении (29), слабо зависит от $E_{\rm k}$ и в рассматриваемом диапазоне полей $10^4 - 10^8$ В см⁻¹ она принималась равной 1,3.

Расчеты выполнялись с использованием следующих аппроксимаций: $v_i = k_i \sqrt{E/p}$ и $a/p = \sqrt{A(E/p)}$, где для азота

$$A = 0,074 (B \text{ cm mm pt. ct.})^{-1},$$

$$k_{i} = 10^{4} \text{ cm}^{3/2} \text{ c}^{-1} \text{ B}^{-1/2} \text{ topp}^{1/2},$$

а для смеси газов $CO_2: N_2: He = 1:2:3$

$$A = 0,0103 (B \text{ cm mm pt. ct.})^{-1},$$

 $k_i = 10^4 \text{ cm}^{3/2} \text{ c}^{-1} \text{ B}^{-1/2} \text{ topp}^{1/2}.$

Для вычисления напряженности поля на катоде E_{κ} , потенциала катодного падения U_{κ} и длины катодного падения d_{κ} использовались следующие уравнения, полученные из (26)–(30) после ряда преобразований [51]:

$$j[\exp(-y) + y - 1] = \frac{1}{2} \varepsilon_0 k_i A^{1/2} E_{\kappa}^2, \qquad (31)$$

$$1 + \gamma + \frac{1 - (1 + \gamma)y}{\exp(-y) + y - 1} = \frac{8\sqrt{\pi} \, ab \times 1.3\xi}{\varepsilon_0 k_1 A^{1/2}} E_{\kappa}^{-1} \exp\left(-2\sqrt{\frac{b}{\xi E_{\kappa}}}\right), \qquad (32)$$

$$U_{\kappa} = \left(\frac{2j}{\varepsilon_0 k_1 A^{5/2} p^2}\right)^{1/4} \int_0^y \left[\exp(-x) + x - 1\right]^{1/4} \mathrm{d}x\,, \quad (33)$$

$$d_{\kappa} = \left(\frac{\varepsilon_0 \, k_{\rm i}}{2A^{3/2} p^2 j}\right)^{1/4} \int_0^y \frac{\mathrm{d}x}{\left[\exp(-x) + x - 1\right]^{1/4}} \,, \tag{34}$$

где $y = \ln(1 + \Gamma)/\Gamma$.



Видно, что при использовании металлических электродов кривые *1* (рис. 12) в диапазоне $j = 10-10^2$ A см⁻² имеют излом, обусловленный развитием автоэмиссии. Электрическое поле в слое у катода из перовскита La_{0,7}Sr_{0,3}CoO₃ оказывается существенно ниже, чем у металлических катодов, и автоэмиссия отсутствует (рис. 12, кривые 2).

Столь значительное различие в энерговыделении в катодном слое при использовании катодов с обычными и высокоэмиссионными свойствами должно вызывать появление отличий в предельных энергиях, поступающих в газ при объемных разрядах.

Эксперименты по исследованию энергетических характеристик объемного разряда проводились в импульсно-периодическом электроразрядном CO₂-лазере с объемом активной среды $5 \times 4 \times 350$ мм. Резонатор образовывался медным зеркалом с радиусом кривизны 4 м и плоским зеркалом из ZnSe с коэффициентом отражения 65%. Скорость прокачки газовой среды в экспериментах не превышала 20 м с⁻¹.

На рисунке 13 приведены зависимости энергии излучения от энергии, вводимой в разряд, полученные путем изменения емкости накопителя для двух различных зарядных напряжений. Видно, что для одинаковых условий (кривые 1, 2) предельная энергия, вводимая в газ при использовании электродов из перовскита, возрастает более чем в 2 раза по сравнению с применением электродов из нержавеющей стали. Эти результаты подтвердили предположение о повышении устойчивости объемного разряда при уменьшении энерговыделения в приэлектродных областях.



Рис. 13. Зависимости удельной энергии излучения от удельного энерговклада в газовой смеси $CO_2: N_2: H_2 = 5:5:1$ давлением p = 1 атм: I — для металлических электродов, $U_0 = 20$ кВ; 2 — электродов из перовскита La_{0,7}Sr_{0,3}CoO₃, $U_0 = 20$ кВ; 3 — электродов из перовскита La_{0,7}Sr_{0,3}CoO₃, $U_0 = 23$ кВ.

Следует обратить внимание на то, что в этих экспериментах максимум в энергии излучения впервые получен вдали от границы устойчивости объемного разряда ($w_{\text{max}} = 1,35 \text{ Дж см}^{-3}$). Это дает объективную информацию о максимальной энергии, которую можно эффективно преобразовать в когерентное излучение.

В экспериментах также исследовалось влияние уменьшения энерговыделения в приэлектродных областях на повышение предельной частоты следования импульсов возбуждения. Эксперименты выполнялись без замены рабочей смеси газов в активном объеме. Найдено, что в случае использования электродов из перовскита не только возрастает предельный энерговклад, но и в 2 раза расширяется частотный диапазон, в котором разряд имеет объемный характер.

Интересным представляется метод, предложенный в работе [53], позволяющий существенно расширить диапазон устойчивости объемного разряда. Согласно этому методу вспомогательный разряд, распределенный по поверхности керамики, возбуждался под сетчатым катодом основного межэлектродного промежутка. На основной промежуток подавался импульс напряжения с фронтом, состоящим из медленно нарастающей низковольтной стадии t_{ф1} и достаточно быстрой, увеличивающей напряжение до величины, необходимой для зажигания объемного разряда. На низковольтной стадии электроны извлекаются из вспомогательного разряда, проходят через основной сетчатый катод и дрейфуют без ударного размножения вплоть до основного сплошного металлического анода. Чтобы электроны успели пересечь межэлектродный промежуток и заполнить весь рабочий объем, время низковольтной стадии выбиралось из условия

$$\frac{\mu_{\rm e}}{d} \int_0^{t_{\rm opt}} U(t) \,\mathrm{d}t \ge d\,,\tag{35}$$

где U(t) — напряжение на промежутке. Такой подход позволил увеличить межэлектродные расстояния до 40 см [65], давление газовой среды до 4 атм [45] и длительность разряда атмосферного давления до 40 мкс [46]. По нашему мнению, это связано не только с обеспечением высокой начальной концентрации электронов и снижением катодного падения напряжения, но и с поставкой электронов в промежуток в критический момент его развития, когда доминирующим процессом извлечения электронов из катода является фотоэмиссия.

3.3. Ограничения на ввод энергии в газ

Ограничение ввода энергии в газ обусловлено контракцией объемного разряда. Причин, ускоряющих образование канала, достаточно много, а устранение какойлибо из них ведет к повышению устойчивости и, следовательно, энергетических характеристик разряда, что рассматривалось ранее. Однако существуют дополнительные факторы, ухудшающие устойчивость разряда, проявляющиеся при любом способе возбуждения разряда. К ним относятся изменение плазмохимического состава рабочей среды и увеличение частоты следования импульсов в газоразрядном приборе. При этом устойчивость объемного разряда оказалось удобным характеризовать коэффициентом устойчивости

$$K_{\rm y} = \frac{w_{\rm max} - w_0}{w_{\rm max}} \,, \tag{36}$$

где *w*_{max} и *w*₀ — предельный и реализующийся удельные энерговклады.

Ясно, что чем выше w_{max} и ниже w_0 , тем более устойчиво будет работать прибор. Эти соображения подтверждаются результатами экспериментов, устанавливающих связь между w_{max} и числом включений разряда N при работе в отпаянном режиме [66]. Из приведенных данных (рис. 14, кривая 2) видно, что снижение энергии, вводимой в смесь газов CO₂: N₂: He = 1:1: 8 атмосферного давления, в 1,5 раза увеличивает предельное число включений на три порядка. Оно оказалось особенно большим для коэффициента устойчивости $K_y \sim 0,6$. В этом случае эксперименты были прерваны при $N = 7 \times 10^6$, когда образования дугового канала в промежутке не наблюдалось. Одной из причин снижения предельной энергии, вводимой в газ, по мере увеличения



Рис. 14. Зависимость предельной удельной энергии, вводимой в газ, от частоты следования импульсов возбуждения (I) и числа включений N(2) в смеси газов CO₂ : N₂ : He = 1 : 1 : 8 при p = 1 атм.

числа включений является уменьшение концентрации электронов n_0 , созданной на стадии предварительной ионизации рабочей среды [66], что может быть обусловлено ростом скорости прилипательных процессов вследствие разложения рабочей смеси газов и повышения концентрации электроотрицательных компонент типа O, NO, N₂O, O₂ и т.п. Таким образом, эти результаты указывают на важность с точки зрения долговременной работы реализации в приборе высоких значений w_{max} .

При работе в отпаянном режиме сокращение длительности разряда до 30-50 нс позволило повысить удельные энерговклады до 0,3-0,4 Дж см⁻³, и в то же время эта мера не дала возможности выйти из характерного диапазона 10³-10⁵ предельных включений. Эту ситуацию оказалось возможным исправить, используя катод из La_{0.7}Sr_{0.3}CoO₃. Результаты таких экспериментов в смеси газов CO₂: N₂: He = 1:1:3 атмосферного давления при энерговкладе 0,3 Дж см⁻³ приведены на рис. 15 [67]. Вероятность контракции для $N = 4 \times 10^4$ включений составляет ~ 5 %, а в диапазоне $6 \times 10^4 - 3 \times 10^5 - 100$ %. Максимальный уровень разложения [CO₂]/[CO₂]₀ = 67 % достигается именно в этом диапазоне. До 3 × 10⁵ включений поведение разряда одинаково при использовании и металлического, и керамического катодов. Начиная с этого момента, в случае применения керамического катода в кювете регистрировалось нарастание концентрации NO до 0,03 % и уменьшение до нуля вероятности контракции объемного разряда при воздействии на среду $\sim 10^5$ импульсов. Другими словами, реализовывался переход от искрового к объемному горению разряда. В дальнейшем, используя различные добавки в смесь газов и контролируя содержание газовых компонент, нашли равновесный состав $CO_2: N_2: He: CO: O_2: H_2 + NO =$ = 44:24:150:20:12,5+0,3%, в котором не происходит образования канала и изменения энергетических характеристик разряда вплоть до 2 × 10⁷ включений, когда эксперименты были остановлены. Причины проявления этого удивительного эффекта неясны и могут быть связаны с наработкой вблизи катода из La_{0,7}Sr_{0,3}CoO₃ кластеров, обладающих большим сечением рекомбинации, либо нарастанием начальной концентрации электронов из-за появления молекул типа NO, обладающих более низким потенциалом ионизации.



Рис. 15. Зависимости относительного содержания CO₂ (*1*), концентрации NO (*3*) и относительной мощности излучения лазера (*2*) от числа включений.

Снижение устойчивости объемного разряда может быть также вызвано образованием страт при наличии в газовой среде молекул, склонных к образованию электроотрицательных комплексов. Однако в самостоятельных разрядах область развития этой неустойчивости в значительной степени ограничена: $T_e < 1$ эВ, $n_e < 10^{10}$ см⁻³, $n_-/n_e < 0,1$ [56]. Поэтому при типичных параметрах самостоятельного разряда она не проявляется и для ее наблюдения необходимо принять специальные меры.

Изменение химического состава среды может также вести к контракции объемного разряда, что обсуждается в следующем разделе.

При импульсно-периодических разрядах энергия, вводимая в газ, обычно существенно ниже предельной, а газ меняется в промежутке между импульсами 2–5 раз. Необходимость повышенной кратности смены газа обычно связывается с адиабатическим расширением пробки нагретого разрядом газа и наличием пограничных слоев вблизи электродов, где обмен газа затруднен [68]. Подробно эти вопросы рассмотрены в [21].

Учет этих факторов неплохо качественно объясняет поведение разряда в потоке газов при низких энерговкладах (0,05-0,1 Дж (см³ атм)⁻¹) и средних (~ 10-100 торр) давлениях. Однако такой подход не объясняет необходимости снижения предельных энерговкладов по мере увеличения частоты следования импульсов. Эта тенденция нарастает при увеличении удельной вводимой энергии и давления газа (см. рис. 14, кривая 1) [66]. Попытки объяснить эту тенденцию диссипацией энергии на фронте ударных волн, обусловленных импульсным разрядом, оказались несостоятельными [21] из-за малости нагрева газа. Однако если в разрядной камере образовался акустический резонатор и сформировалась стоячая волна, собственная частота которой fp кратна частоте следования импульсов f, то это могло привести к появлению в среде неоднородностей, достаточных для развития тепловой неустойчивости [69]. В то же время данный подход не объясняет контракции разряда при несовпадении f_p с f.

Существует еще ряд экспериментальных результатов, которые не удается объяснить на основании изложенных выше представлений об импульсно-периодическом разряде.

В работе [70] показано, что с увеличением скорости прокачки газа не удается повысить частоту следования импульсов и, следовательно, среднюю мощность разряда.

В работе [71] исследовалась предельная энергия w_{max} , вводимая в газ за два импульса с регулируемой задержкой t₃ между ними. Межэлектродный промежуток $0,9 \times 0,6 \times 40$ см заполнялся смесью газов CO₂: N₂: He = = 1:9:90 давлением 1 атм. Результаты экспериментов с прокачкой газа со скоростью 20 м с $^{-1}$ (кривая 2) и без нее (кривая 1) приведены на рис. 16. В обоих случаях w_{max} одинаково уменьшается по мере увеличения t₃ вплоть до 300 мкс, что при включенной прокачке соответствует однократной смене газа в промежутке, за исключением приэлектродных областей. В дальнейшем ($t_3 > 350$ мкс) с выключенной прокачкой наблюдался рост w_{max} практически до удвоенного значения при четырехкратной смене газа ($t_3 = 1200$ мкс), а в ее отсутствие w_{max} оставалась на некотором постоянном минимальном уровне в течение всего времени наблюдения $\sim 10^{-2}$ с.



Рис. 16. Зависимость предельной энергии, вводимой в газ, от времени задержки между импульсами без прокачки газа (l) и с прокачкой со скоростью 20 м с⁻¹ (2). Смесь газов CO₂ : N₂ : He = 1 : 9 : 90, p = 1 атм, $U_0 = 18$ кВ.

Также не объясняются существующей теорией импульсно-периодического разряда [68] результаты, полученные в [72] методом сдвоенных импульсов по 20 нс каждый, где исследовались причины контракции разряда на втором импульсе, подаваемом с варьируемой до 100 мкс задержкой после первого. Было установлено, что в процессе объемного разряда с поверхности алюминиевого электрода происходит выброс металла, причем во втором импульсе, следовавшем с задержкой ~ 1 мкс после первого, интенсивность свечения линий алюминия была в 16 раз больше. Автор работы [12] считает одной из главных причин контрагирования разряда локальные температурные градиенты на поверхности катода, являющиеся следствием катодных пятен в предыдущем разрядном импульсе.

Влияние приэлектродных возмущений на контрагирование объемного разряда исследовалось также в [73]. Моделирование взрывоэмиссионного катодного пятна, из которого в газ поступает $10^{-7} - 10^{-5}$ г испаренного металла электрода, производилось с помощью сфокусированного на поверхность электрода излучения XeClлазера. Эксперименты выполнялись в газовых смесях, типичных для XeCl-лазера, а также в He, Ne, He: Cl₂. Установлено, что при увеличении энергии лазерного излучения от 0,5 до 100 мДж время задержки между началом воздействия лазерного излучения на электрод и возбуждением разряда, в котором образуется канал, увеличивается от 0,1 до 10³ мкс. Особенно быстрое нарастание времени задержки наблюдалось при сфокусированной лазерной энергии $Q > Q_{\kappa} = 23$ мДж и поверхностной плотности мощности более 16 МВт см⁻², когда на поверхности электрода образовывалась плазма. Делается вывод, что пары металла в зоне привязки сильноточных каналов могут влиять на неоднородность разряда уже при частотах 10²-10³ Гц.

Все изложенное указывает на необходимость создания теории импульсно-периодического объемного разряда, которая не только основывалась бы на нагреве пограничных слоев и адиабатическом расширении пробки нагретого разрядом газа, но и учитывала бы приведенные результаты.

4. Контракция разрядов

4.1. Контракция вследствие развития объемных неустойчивостей в разряде

Вследствие внутренней неустойчивости, если не прекратить вовремя подвод энергии в межэлектродный промежуток, объемный разряд обязательно контрагируется. Контракция — явление, характерное не только для объемного разряда, ранее оно наблюдалось в классическом тлеющем разряде. В последнем случае для объяснения этого процесса привлекались, в основном, модели тепловых неустойчивостей. Дело в том, что в газоразрядной трубке плазма неоднородна в радиальном направлении из-за диффузии заряженных частиц и отвода тепла через стенки. В этом случае распределение концентрации электронов, а следовательно, и плотности тока имеет следующий вид:

$$n(r) = n(0)J_0\left(2,405\,\frac{r}{R}\right),\tag{37}$$

где n(0) — концентрация электронов на оси трубки, r — текущее расстояние по радиусу трубки, R — радиус трубки, а J_0 — функция Бесселя. Ясно, что энерговыделение на оси будет максимальным. Это ведет к повышенному нагреву и уходу частиц из приосевой области разряда, увеличению параметра E/N, возрастанию плотности тока в ней. При определенных условиях этот процесс будет нарастать до того момента, пока подавляющая часть тока не будет протекать именно в приосевой токовой трубке.

Процесс может ускориться [22, 74] при достаточно высокой концентрации заряженных частиц, когда межэлектронные столкновения становятся существенными для установления функции распределения электронов по скоростям:

$$v_{\rm ee} = v_{\rm ea} \, \frac{m}{M} \,, \tag{38}$$

где v_{ee} и v_{ea} — частоты электрон-электронных и электронатомных соударений, *m* и *M* — массы электрона и атома соответственно. Нарастание скорости ионизации происходит в силу трансформации друвестейновской функции распределения в максвелловскую, обладающую большей долей быстрых электронов, энергия которых достаточна для ионизации.

Развитые на основе этих идей модели контракции классических тлеющих разрядов как следствия процессов, имеющих место в положительном столбе, когда приэлектродными процессами пренебрегают и рост концентрации происходит одновременно во всей приосевой токовой нити, подробно изложены в [22].

В силу родства с классическим тлеющим разрядом эти же идеи были привлечены для объяснения контракции в объемных разрядах. Особенно широкое использование получила наиболее универсальная модель тепловой контракции. Однако здесь ввиду отсутствия взаимодействия плазмы со стенками камеры считается, что появление нити с повышенной плотностью тока носит случайный характер и может произойти в любом месте между электродами. Задача о тепловой контракции объемного разряда решена в предположении постоянства давления в токовой нити [75], и найдено характерное время развития неустойчивости

$$t_{\rm x} = \frac{p[\gamma_{\rm a}(\gamma_{\rm a}-1)]}{\sigma E^2} , \qquad (39)$$

где _{γа} — показатель адиабаты.

При возрастании поступающей в газ мощности σE^2 и соответственно уменьшении длительности контракции нейтральные частицы могут не успевать покидать токовую нить при выравнивании давления. Это учтено в работе [76], где найден инкремент развития тепловой неустойчивости с учетом изменения давления в токовой нити.

В том случае, когда тепловыми процессами можно пренебречь, контракцию связывают с развитием ионизационной неустойчивости [77]. Здесь увеличение плотности тока в нити обусловлено соударениями электронов с возбужденными частицами газа. Предполагается, что плотность возбужденных частиц столь велика, что электрон, сталкиваясь с ними, получает энергию. Это увеличивает скорость ионизационных процессов, что ведет к нарастанию тока в нити. Задача о развитии ионизационной неустойчивости в самостоятельном разряде решена для простейшего случая [78]. При насыщении некоторого состояния с энергией возбуждения I^* через время $t_{\rm нас}$ концентрация электронов будет нарастать взрывообразно:

$$n_{\rm e}(t) = \frac{n_{\rm e}(0)}{1 - t/t_{\rm Hac}} , \qquad (40)$$

где $t_{\text{нас}} = NkT_e I^*/jEI$, kT_e — энергия электронов, j — плотность тока, I — потенциал ионизации газа с концентрацией N.

К аналогичным результатам может привести ступенчатая ионизация частиц. Данный процесс имеет важное значение для газов с высокой скоростью ступенчатой ионизации, например для активных сред лазеров на галогенидах инертных газов [79]. Подробный анализ контракции объемных разрядов на основе указанных механизмов неустойчивости изложен в [9, 80].

Дальнейшее совершенствование моделей контракции, основанных на развитии объемных неустойчивостей, осуществлялось по пути учета крупномасштабных неоднородностей электрического поля, определяемых конструкцией электродов [81], неоднородностей состава и плотности газа [82], неоднородности лазерного излучения в разрядном промежутке [83].

В последние годы для объяснения контракции разрядов в галогенидах инертных газов широко используется механизм неустойчивости, основанный на локальном разложении галогенсодержащих молекул [84]. Поясним это подробнее. При этом учтем, что диссоциативное прилипание является преобладающим механизмом потерь электронов при разряде в смесях газов Ne + Xe + HCl, He + Kr + F₂:

$$HCl(\nu) + e \to H + Cl^{-}, \qquad (41)$$

$$\mathbf{F}_2 + \mathbf{e} \to \mathbf{F} + \mathbf{F}^- \,. \tag{42}$$

Для квазистационарной стадии разряда выполняется условие баланса скоростей рождения и гибели электронов:

$$n_{\rm e}N\sum_{j}f_{j}(r)k_{\rm HOH}\left(\frac{E}{N}\right) = n_{\rm e}N\sum_{i}f_{i}(r)k_{\rm np}\left(\frac{E}{N}\right),\qquad(43)$$

где f_j , f_i — доли от полного числа частиц N компонент j и i, участвующих в реакциях ионизации и прилипания соответственно.

Представим весь плазменный объем в виде набора параллельных тонких токовых нитей, каждая со своим сопротивлением. Если в какой-либо токовой нити за счет случайных процессов, связанных с наличием неоднородности предыонизации, плотности компонент, микровыступов на электродах и т.д., плотность тока возрастает, то этот процесс будет нарастать. Связано это с уменьшением концентрации галогенсодержащих молекул в реакциях (41), (42) и реализацией ситуации $fk_{ион} > fk_{пр}$ с учетом того, что галогенсодержащие молекулы в обратных реакциях в течение импульса не восстанавливаются. Это ведет к формированию низкоимпедансного токового шнура. Теоретическое рассмотрение этого процесса [84] дает выражение для роста концентрации электронов

$$n(t) = n_0 \left(1 + \frac{1}{2} k_{\rm np}^2 n_0 [\,{\rm HCl}\,]_0 t + \dots \right), \qquad (44)$$

где n_0 — средняя начальная концентрация электронов, [HCl]₀ — концентрация галогенсодержащих молекул. При этом время удвоения концентрации электронов τ определяется следующим выражением:

$$\left(\frac{1}{\tau}\right)^2 \sim k_{\rm np}^2 \, n_0[\,\rm HCl\,]\,. \tag{45}$$

Считается, что на более поздней стадии нарастание тока в нити происходит быстро и это время мало. Подтверждение справедливости такого подхода было получено в экспериментах [84] по измерению интенсивности спектральной линии 484,43 нм XeII, верхнее состояние которой бр4D⁰_{1/2} (E = 14 эВ). Снижение ее интенсивности связывалось с образованием токовых шнуров и уменьшением электронной температуры в них. Расчетные и экспериментальные значения $(1/\tau)^2$ оказались в хорошем согласии. В дальнейшем данный механизм шнурования разряда достаточно широко стал использоваться как для создания теоретических моделей контракции разряда [34, 48], так и для объяснения экспериментальных результатов [85, 86].

Механизмы объемных неустойчивостей предполагают нарастание концентрации одновременно по всей длине токовой нити или даже во всем объеме плазменного столба. Основанием для совершенствования моделей контракции на основе объемных неустойчивостей служит тот факт, что время горения на объемной стадии существенно больше времени пересечения межэлектродного промежутка каналом. Поэтому полагается, что до последнего момента развитие неустойчивости происходит однородно, а образование на последнем этапе канала является следствием взрывного роста концентрации плазмы при достаточно однородном распределении поля [80].

4.2. Контракция разряда

вследствие прорастания канала

Оснований для развития моделей контракции объемного разряда, связанных с прорастанием канала от одного из электродов в объем разряда, более чем достаточно. Это данные электронно-оптических наблюдений [20, 23], а также результаты экспериментов, в которых обнаружена не зависящая от давления газа предельная плотность энергии, выделяемой в катодном слое [87].

В создании моделей прорастания канала наметилась тенденция — рассмотрение действия механизмов развития неустойчивостей, обусловливающих контракцию разряда, в области усиленного электрического поля (металлическое микроострие или плазменные образования на электродах), где скорость ионизационных процессов особенно велика.

Именно такой подход был использован в [88], где полагалось, что скорость прорастания канала аналогична скорости развития детонационной волны $v = [2(\gamma_a^2 - 1)Q]^{1/2}$ [89], $Q = P/\rho v$ — плотность энергии, Дж г⁻¹, поступающей в вещество, P — плотность мощности, ρ — плотность газа.

При расчете *P* для учета изменения электрического поля на острие канала совместно с уравнениями гидродинамики решалось уравнение Лапласа для острий различной формы. Скорость прорастания канала для острия в форме эллипсоида вращения находится следующим образом:

$$v_{\kappa} = \varkappa \left(\frac{4Qy^2}{\rho A^{1/2} \ln^2 \lambda}\right)^{1/3},\tag{46}$$

где $\varkappa = (\gamma_a^2 - 1)^{1/2}$, A — сечение канала, $\lambda = A^{1/2}/(4y\varkappa)$, y — мгновенная длина канала. Наилучшее совпадение результатов, полученных с помощью формулы (46), с данными других авторов наблюдается в диапазоне скоростей $10^5 - 10^6$ см с⁻¹. К сожалению, модель плохо согласуется с экспериментальными данными, полученными при высоких перенапряжениях, и не объясняет сильной зависимости скорости прорастания канала от напряженности поля в столбе.

В другой модели прорастания канала ($n_e > 10^{16}$ см⁻³) [90] также не конкретизируется механизм нарастания проводимости на кончике канала. Здесь используется подход Ромпе и Вайтцеля, согласно которому концентрация электронов увеличивается пропорционально мощности, поступающей в единичный объем. Убыль электронов на вершине канала определяется амбиполярной диффузией. Геометрия задачи приведена на рис. 17. Промежуток условно разбит на три области: канал *1*,



Рис. 17. Геометрия задачи и разграничение областей.

усиленное электрическое поле 2 с характерным размером, равным радиусу канала r_0 , и плазменный столб 3. Продвижение канала происходит, когда вследствие развития ионизационных процессов, проводимость σ_{ϕ} в области усиленного поля 2 станет равной проводимости σ_{κ} в зоне 1. Тогда скорость продвижения канала определяется как $v_{\kappa} = r_0/t_{\rm B}$, где $t_{\rm B}$ — время роста проводимости от σ_{ϕ} до σ_{κ} .

Выражение для v_{κ} было получено путем совместного решения уравнения непрерывности тока в зонах 1-3 и баланса электронов в зоне 2 в предположении, что канал имеет форму вытянутого эллипсоида вращения:

$$v_{\kappa} = br_0 \, \frac{e(s\varkappa)^2}{m\delta k_{\rm ea} u_{\rm i}} \left(\frac{E_{\rm cr}}{n_{\rm a}}\right) \frac{n_{\rm cr}^2}{n_{\rm a}} \,, \tag{47}$$

где b — коэффициент пропорциональности, характеризующий долю энергии, затрачиваемую на ионизацию газа, m — масса электрона, $\delta = k_{\rm ea}/k_{\rm cl}$ — отношение констант электрон-атомных и кулоновских столкновений, $\varkappa = \xi/(s + \xi - 1), \xi$ — коэффициент усиления напряженности поля на кончике канала, $s = \sigma_{\rm S}/\sigma_{\rm cr}$ — отношение проводимости, определяемой по формуле Спитцера для сильноионизированной плазмы, к проводимости столба $\sigma_{\rm cr}$, $n_{\rm a}$ — концентрация плазмы в столбе.

Авторы получили неплохое согласие расчетных и экспериментальных результатов [91] для скоростей в диапазоне $(2-5) \times 10^6$ см с⁻¹ в азоте давлением 76, 152 и 228 торр и для концентраций электронов в различных областях при прорастании канала.

Кроме указанных приближений модель не учитывает влияния электрода, в направлении которого распространяется канал, на напряженность поля в области кончика канала. Это, несомненно, должно сказаться на точности определения скорости канала, особенно в малых зазорах и на завершающей стадии перемыкания больших промежутков.

Аналогичная геометрия была использована при решении задачи о контракции объемного разряда в отпаянных ТЕА-лазерах, реализующейся спустя 104-106 включений. Здесь при сравнительно малых возбуждаемых объемах и, следовательно, малых емкостях и индуктивностях электрических цепей накачка среды осуществляется "быстрыми" (50-100 нс) разрядами с достаточно высокой плотностью тока и концентрацией электронов. Поэтому из-за высокой скорости рекомбинационных процессов после протекания основного тока к промежутку длительное время приложено "остаточное " напряжение и течет слабый нерегистрируемый ток. После 10⁴ – 10⁶ включений образование канала наблюдается со временем запаздывания 5-20 мкс относительно "основного" тока [92]. В дальнейшем время запаздывания резко сокращается и после 3-5 включений контракция наблюдается на сильноточной стадии разряда.

Полагая, что основные процессы идут на слаботочной длительной стадии при низких напряжениях, моделирование контрагирования в отпаянных CO₂-лазерах производили с помощью несамостоятельного разряда, инициируемого мощным наносекундным электронным пучком. Такой разряд имеет длительную слаботочную стадию, характеристики которой резко реагируют на изменение скоростей плазмохимических реакций в разрядной зоне. Оказалось, что для контрагирования необходимо присутствие в смеси газов не менее 0,25 % СО и 0,25 % О₂ [93], появляющихся в отпаянных лазерах из-за разложения основных компонентов смеси в процессе работы. Для объяснения этого явления предложен механизм химико-ионизационной неустойчивости, включающей следующие основные реакции [93, 94]:

$$\begin{split} &CO_2+e\rightarrow CO+O+e\,,\qquad CO(\nu_1)+CO(\nu_2)\rightarrow C+CO_2\,,\\ &CO_2+e\rightarrow CO+O^-\,,\qquad C+O(^1S_0)\rightarrow CO^++e\,,\\ &CO_2^*\rightarrow CO+O\,,\qquad C+O_2(A^3\Sigma_u^+)\rightarrow CO_2^++e\,.\\ &CO+e\rightarrow CO(\nu)+e\,, \end{split}$$

Для последних двух реакций константы скоростей процессов оценивались исходя из принципа детального равновесия. При создании модели промежуток также разбивался на три области (см. рис. 17): канал, усиленное поле и плазменный столб, в пределах которых электрическое поле считалось постоянным и не зависящим от координаты. Расчет поля в каждой области производился в соответствии с условием постоянства тока и геометрического усиления на вершине канала:

$$\sigma_{\kappa} E_{\kappa} S_{\kappa} = \sigma_{\phi} E_{\phi} S_{\kappa} = \sigma_{cr} E_{cr} S_{cr} , \qquad (49)$$

$$E_{\Phi} = \frac{U\xi}{\xi \left[\lambda (d_{\kappa} + d_{cr}) + d_{\Phi}\right] + (1 - s)d_{cr}},$$
(50)

где $s = \sigma_{\phi}/\sigma_{\kappa}, E_{\kappa}, E_{\phi}, E_{cr}$ — напряженности поля в канале, на его вершине и в столбе соответственно, $\sigma_{\kappa}, \sigma_{\phi}, \sigma_{cr}$ проводимости этих областей, ξ — коэффициент усиления поля, U — напряжение на промежутке.

Характерный размер области усиленного поля определялся по уменьшению константы диссоциации CO₂ в 2,71 раза. Проводимость в канале задавалась в соответствие с формулой Спитцера [95], величины $\sigma_{\rm cr}, \sigma_{\rm \varphi}$ рассчитывались путем самосогласованного решения 26 уравнений баланса частиц с учетом 110 плазмохимических реакций. Скорости реакций с участием электронов определялись из решения Больцмана для функции распределения электронов по скоростям. Результаты расчетов и соответствующих им экспериментальных данных для межэлектродного промежутка 0,7 см и начального размера канала 1.5×10^{-2} см приведены на рис. 18. Обращает на себя внимание неплохое качественное и количественное совпадение численных и экспериментальных данных. Видно, что в отличие от известных предложенная модель позволяет объяснить контракцию объемных разрядов в низких электрических полях, влияние состава газа на время запаздывания контракции и большие времена формирования канала. Однако, как и в предыдущем случае, модель не учитывает влияния противоположного электрода на скорость распространения канала.

Этот недостаток удалось устранить в работе [96], фактически используя подход, предложенный в [90]. Здесь теоретически и экспериментально исследовался процесс прорастания токового шнура ($n_e > 10^{14}$ см⁻³) в потоках воздуха и азота давлением 40–100 торр со скоростью прокачки 10–50 м с⁻¹. Разряд создавался в секционированном межэлектродном промежутке с расстоянием между электродами 3,5–5 см, каждая секция нагружалась на балластное сопротивление. Контракция разряда инициировалась шунтированием балластного сопротивления одной из электродных секций. В ходе экспериментов обнаружен немонотонный характер скорости роста шнура в зависимости от его длины. Скорость



Скорость прорастания шнура находится следующим образом:

$$V = \frac{r}{\tau}, \qquad \tau = \frac{w_{\text{max}}}{\sigma(r)E^2(r)}, \qquad (52)$$

где τ — время ионизации области вблизи головки шнура, $w_{\text{max}} > 600 \text{ Дж} (л \text{ атм})^{-1}$ — критический энерговклад, при котором проводимости в шнуре и головке выравниваются.

При построении модели были сделаны следующие приближения: допускалось наличие ионизационнорекомбинационного равновесия в области усиленного поля и на этом основании использовались соотношения

$$\sigma(E) = \sigma_0 \exp[k(E - E_0)], \quad E = E_0 + \frac{2}{k \ln(a_2/r)}$$

Предполагалось, что область усиленного поля имеет конусообразную форму с основаниями r и $a_1 = a_2 \sqrt{2/k}$ и высотой a_2 , что обеспечивает стягивание тока с площади $\sim a_1^2$ на головку шнура площадью $\sim r^2$. Здесь k задает относительное изменение поля на оси по сравнению с полем на границе области усиленного поля, относительный ток при этом изменяется в 2,71 раза.

Авторами получено неплохое сходство численных и экспериментальных результатов (см. рис. 19) при следующих подгоночных параметрах: $\sigma_i/\sigma_0 = 5 \times 10^3$ и k = 14. Возможности этой модели не совсем ясны из-за наличия двух подгоночных параметров и отсутствия уверенности в том, что она правильно отражает нарастание ионизационных процессов в области головки шнура.

В последние годы интенсивно развиваются одномерные модели шнурования и контракции объемного разряда [34, 97, 98], в которых разрядная зона разбивается на слои, параллельные току разряда и ориентированные вдоль длинной стороны электродов [98], или плазменные сегменты [34]. В каждой области независимо решаются уравнения (13)-(20) для компонентов плазмы с соответствующим приведенным полем E/N, зависящим от длины силовой линии (т.е. формы электродов вдоль малого размера) и падения напряжения на разрядном промежутке. Зависимости констант процессов с участием электронов находятся из решения стационарного уравнения Больцмана и табулируются. Общий ток, протекающий по всем областям, находится из решения уравнений Кирхгофа для электрических цепей. Суммарное сопротивление разряда определяется как результат параллельного соединения сопротивлений всех областей.

Используя такой подход, в работах [34, 97] анализируют появление в разряде нитевидных неоднородностей малого размера ($\emptyset \le 10$ мкм), наличие которых не регистрируется визуально, и неоднородностей большего размера ($\emptyset > 1$ мм). Их присутствие в разряде является следствием неоднородности как начальной концентрации электронов, так и электрического поля.



Рис. 18. Зависимость времени формирования канала от квазистационарного значения E_{κ}/p при плотности тока пучка 60 A см⁻² и p = 1 атм: 1, 2, 4 — CO₂: CO: O₂ = 99:0,5:0,5; 3 — CO₂: CO: O₂ = 99:5:5. Константа ассоциативной ионизации K_a равна 10^{-10} см³ с⁻¹ для зависимости 2 и 10^{-11} см³ с⁻¹ для зависимости 4. Сплошные кривые — эксперимент, штриховые — расчет.



Рис. 19. Зависимость скорости движения головки шнура от его длины при распространении от сплошного анода (\bullet) и от секционированного анода (\circ): *1* — без учета противоположного электрода, *2* — с учетом конечного межэлектродного промежутка. Газовая среда — азот при *p* = 85 торр, скорость прокачки 50 м с⁻¹.

роста достигает максимума примерно на середине промежутка и падает при дальнейшем его движении (рис. 19). Также обнаружено, что скорость прорастания шнура существенно выше при использовании сплошного анода и при движении шнура от анода к катоду.

Для объяснения полученных результатов разработана модель развития шнура, состоящая из системы алгебраических уравнений для напряжений и токов,

$$\begin{cases} \sigma_i E_i R_0 r^2 + E_i a + E_3 a_2 \left(1 + \frac{2}{k} \right) = E_0 (a + a_2) + \sigma E_0 R_6 r^2, \\ \sigma_i E_i p^2 = \sigma_3 E_3 a_1^2, \end{cases}$$
(51)

где R_6 — балластное сопротивление, $R_0 = 0.5$ кОм — остаточное сопротивление при шунтировании балласт-

Появление микронитей не изменяет интегральные вольт-амперные характеристики разряда, но из-за рефракции света на них может уменьшиться длительность излучения лазера. Установлено [34], что для устойчивости разряда критические увеличения электрического поля или концентрации электронов относительно средних значений в KrF-лазерах составляют ~ 0,15 % и 5 % соответственно.

Эти значения возрастают до 1 % и 100 % в модели XeCl-лазера [98]. Появление такого большого различия авторы объясняют проявлением механизма прилипательно-колебательной стабилизации разряда в смесях, содержащих HCl. Показано, что диссоциативное прилипание к колебательно-возбужденным молекулам HCl приводит к заметному затягиванию развития микронеустойчивостей и контракции самостоятельного разряда. Численные результаты неплохо объясняют экспериментальные данные, полученные в работе [99].

В работе [100] исследовалось прорастание канала от катода к аноду либо из области с повышенной начальной концентрацией электронов ($n_0 = 10^9$ см⁻³) радиусом 3 мм, либо с металлической полусферы такого же радиуса, помещенных в центре катода. Нестационарная модель включала уравнения кинетики для электронов и тяжелых частиц плазмы и уравнения для внешней электрической цепи. Кинетические коэффициенты рассчитывались с помощью однородной модели, которая включала уравнение Больцмана и более 300 уравнений кинетики. Затем коэффициенты табулировались как функции напряженности поля и концентрации электронов. Напряженность поля E(t, x, y) находилась из решения уравнения Лапласа

$$\nabla \mathbf{j}(t, x, y) = \nabla \sigma(t, x, y) \mathbf{E}(x, y, t) = 0,$$

$$\nabla \sigma \nabla \varphi(t, x, y) = 0,$$
(53)

где $\varphi(t, x, y)$ — потенциал.

Расчеты выполнялись для цилиндрического межэлектродного промежутка высотой d = 8 см и радиусом 3 см, который возбуждался высоковольтным импульсом амплитудой 40 кВ от LC-генератора с емкостью "в ударе" 10 нФ и индуктивностью контура 1000 нГн. Считалось, что камера заполнена смесью газов He: Xe: HCl = 1000:10:1 давлением 3 атм. Начальная концентрация электронов составляла 10⁸ см⁻³.

При моделировании прорастания канала из области с повышенной начальной концентрацией за время действия высоковольтного импульса 706 нс канал с концентрацией электронов $n_e \approx 10^{17}$ см⁻³ в глубь промежутка прорастал только на 3 см. В области канала достигалась практически полная диссоциация HCl.

Совсем другая картина реализовывалась при прорастании канала из металлической полусферы, моделирующей взрывоэмиссионное пятно, напряженность поля вблизи которой составляла 15 кВ см⁻¹. Движение канала начиналось в момент t = 320 нс, когда концентрация электронов на катоде вблизи полусферы достигала $n_e = 10^{17}$ см⁻³. На рисунке 20 показаны распределения плотности электронов для моментов времени t = 387 нс (а), t = 396 нс (б), t = 398 нс (в), характеризующие скорость движения канала, которая достигала 10^9 см с⁻¹. Радиус канала был равен 2 мм на катоде и 5 мм на аноде.



Рис. 20. Распределение плотности электронов при *t* = 378 нс (а), 396 нс (б) и 398 нс (в).

Интересно отметить, что из-за большого градиента концентрации электронов на границе столба разряда с каналом последний оказывается окружен трубкой из возбужденных молекул HCl^{*}, концентрация которых составляла 7×10^{15} см⁻³.

Эта модель, по-видимому, наиболее полно отражает развитие канала. Однако следует отметить, что в данной работе не обсуждается наличие нитевидных неоднородностей в разряде, которые, как правило, предшествуют образованию канала в лазерах на галогенидах инертных газов. Неясным остается адекватность моделирования катодного пятна металлической полусферой.

Взрывоэмиссионный механизм образования катодных пятен в объемном разряде, предложенный в [101, 102], основан на наличии следов эрозии на катоде, аналогичных тем, что имеют место в вакуумном разряде при напряженностях поля $\sim 1~{\rm MB~cm^{-1}}$. Поскольку в объемных разрядах повышенного давления с большими плотностями токов напряженность поля на катоде может превосходить указанное значение, то это может привести к развитию неустойчивости, названной катодной [101]. Наименьшие напряженности поля на катоде, необходимые для развития взрывоэмиссионной неустойчивости, можно приближенно определить для азота и кислорода соответственно из следующих соотношений:

$$\frac{E}{p} = 1.1 \times 10^5 \left(\frac{j}{p^2}\right)^{0.6},$$
(54)

$$\frac{E}{p} = 6.46 \times 10^4 \left(\frac{j}{p^2}\right)^{0.47}.$$
(55)

Детально развитие катодной неустойчивости проанализировано в [23], где показано, что при характерных плотностях тока сотни ампер на квадратный сантиметр время ее развития может составить единицы наносекунд. Казалось бы, очевидно, что катодная неустойчивость может развиться только в сильноточных разрядах на стадии горения при плотностях тока, близких к максимальным. Однако ранее уже отмечалось, что аналогичные процессы могут иметь место на стадии формирования разряда в областях с локально усиленной плотностью тока, определяя тем самым нижнюю для напряженности поля границу существования объемного разряда.

5. Заключение

Таким образом, использование техники, обеспечивающей формирование высоковольтных импульсов с фронтами нарастания наносекундного диапазона и предварительной ионизации газовой среды всего межэлектродного промежутка, привело к выявлению новых закономерностей, имеющих место при зажигании и горении разряда. Обнаружено, что в этом случае возбуждается нестационарный тип разряда, отличающийся от ранее известных и получивший название объемного разряда. Объемный разряд наблюдается, как правило, в диапазоне перенапряжений, характерных для стримерного разряда, и отличается от известных разрядов начальными условиями зажигания, динамикой формирования и методами стабилизации. Различие между переходным тлеющим и объемным разрядами в значительной мере устраняются при использовании плазменного катода.

К настоящему времени изучены основные тенденции и взаимосвязи параметров объемного разряда. Найдены условия формирования, характеристики горения и возможные причины контракции. Лучшие реализованные в различных экспериментах параметры разряда могут достигать следующих значений:

объем возбуждаемой среды — сотни литров [63];

плотность энергии, рассеянной в газе, — более 1,3 Дж см⁻³ [49];

частота следования импульсов — 17 кГц [103];

длительность разряда при атмосферном давлении — 40 мкс [45];

давление газовой среды — 13 атм [104].

Конечно, трудно надеяться на достижение приведенных параметров в одном устройстве, так как увеличение одного из них, как правило, происходит в ущерб другим.

В заключение отметим, что продолжаются интенсивные исследования разряда данного типа. Уже в ближайшее время могут появиться сведения, позволяющие понять природу плотных плазменных образований на электродах и выявить их влияние на частоту следования импульсов, уточнить понимание процессов формирования катодного слоя и образования канала, что послужит основой для создания подробной теории объемного разряда.

Список литературы

- 1. Faraday M Researches in Electricity (London, 1894)
- 2. Мик Д, Крэгс Д Электрический пробой в газах (М.: ИЛ, 1960)
- 3. Ретер Г Электронные лавины и пробой в газах (М.: Мир, 1968)
- 4. Rogowski W, Tamm R Arch. Electrotek. 20 (107) 625 (1928)
- 5. Saxe R F Br. J. Appl. Phys. 7 336 (1956)
- Schroder G, in Proc. 7th Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrade, 1965 (Belgrade: Gradevinska Knjiga, 1966) p. 606
- 7. Doran A A, Mayer J Br. J. Appl. Phys. 18 793 (1967)
- 8. Cavenor M C, Mayer J Aust. J. Phys. 22 155 (1969)
- 9. Mayer J, Lee G S J. Phys. D 4 168 (1971)
- 10. Cobine J D Gaseous Conductors (New York: McGrow-Hill, 1941)
- 11. Doran A A Z. Phys. 208 427 (1968)
- 12. Haydon S C, in *Phenomena in Ionized Gases Proc. 12th Intern. Conf.* (Vienna, 1968) p. 495
- 13. Kekez M M, Barrault M R, Graggs J D J. Phys. D 3 1886 (1970)
- 14. Kekez M M, Barrault M R, Graggs J D J. Phys. D 5 253 (1972)
- 15. Chalmers I D J. Phys. D 4 1147 (1971)
- Месяц Г А "Исследования по генерации мощных наносекундных импульсов" Дис. ... д-ра физ.-мат. наук (Томск, 1966)
- 17. Бычков Ю И, Месяц Г А, Искольдский А М
 $\mathcal{K}T\Phi$ 38 1281 (1968)
- Бычков Ю И и др., в кн. Тр. Всесоюзн. конф. по физике и генераторам наносекундной плазмы (Алма-Ата, 1970) с. 470
- Бычков Ю И и др. Инжекционная электроника (Новосибирск: Наука, 1982)
- Королев Ю Д, Месяц Г А Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде (Новосибирск: Наука, 1982)
- Велихов Е П и др. Импульсные СО₂-лазеры и их применение для разделения изотопов (М.: Наука, 1983)
- Велихов Е П, Ковалев А С, Рахимов А Т Физические явления в газоразрядной плазме (М.: Наука, 1987)
- Королев Ю Д, Месяц Г А Физика импульсного пробоя газов (М.: Наука, 1991)
- 24. Месяц Г А, Осипов В В, Тарасенко В Ф Импульсные газовые лазеры (М.: Наука, 1991)
- 25. Месяц Г А, Бычков Ю И, Кремнев В В *УФН* **107** (2) 201 (1972)
- 26. Бычков Ю И, Королев Ю Д, Месяц Г А УФН 126 (3) 451 (1978)
- 27. Davies A J, in Phenomena in Ionized Gases Proc. XV Intern. Conf. (Minsk, 1981 – Inv. Pop.) p. 13
- Гадияк Г В и др. Препринт ИТПМ СО АН СССР № 27-83 (Новосибирск: ИТПМ, 1983)
- 29. Ward A L J. Appl. Phys. 33 2789 (1962)
- 30. Kline L E, Denes L J Appl. Atomic Collision Phys. 3 387 (1982)
- 31. Palmer P S Appl. Phys. Lett. 25 138 (1974)
- 32. Канатенко М А *Письма в ЖТФ* **9** 214 (1983)
- 33. Levatter J I, Lin S C J. Appl. Phys. 51 210 (1980)
- 34. Kushner M S IEEE Trans. Plasma Sci. 19 (2) 387 (1991)
- 35. Карнюшин В Н, Солоухин Р И ДАН СССР 236 347 (1978)
- Pearson P R, Lambertson H M IEEE J. Quant. Electron. QE-8 145 (1972)
- 37. Бычков Ю И и др. Изв. вузов. Сер. Физика (4) 89 (1986)
- 38. Рубинов Ю А, Мазуренко Ю Г ЖТФ **49** 389 (1979)
- 39. Shields H, Alcock A S, Taylor R S Appl. Phys. 31 27 (1983)
- 40. Sumida et al. J. Appl. Phys. 52 2682 (1981)
- 41. Осипов В В, Лисенков В В Письма в ЖТФ 22 (19) 74 (1996)
- Осипов В В, Лисенков В В Оптика атмосферы и океана 10 1260 (1997)

- 43. Бычков Ю И и др. ЖТФ 53 2138 (1983)
- Аполлонов В В, Байцур Г Г, Семаков А К Письма в ЖТФ 14 18 (1988)
- 45. Ковальчук О Б и др. *ЖТФ* **66** 183 (1996)
- 46. Ковальчук О Б и др., в кн. Материалы VII конф. по физике газового разряда (Самара, 1994) с. 86
- 47. Клименко К А и др. Физика плазмы 9 196 (1984)
- 48. Belasri A, Dneuf J P, Pitchford L C J. Appl. Phys. 74 1553 (1993)
- 49. Месяц Г А и др. *ЖТФ* **60** 4 (1990)
- 50. Dreiskemper R et al. IEEE Trans. Plasma Sci. 23 (2) 186 (1995)
- 51. Козырев А В, Королев Ю Д Физика плазмы **9** 864 (1983)
- 52. Беломытцев С Я и др. Изв. вузов. Сер. Физика (11) 142 (1975)
- 53. Аполлонов В В и др. *Письма в ЖТФ* **11** 20 (1985)
- 54. Осипов В В и др. Оптика и спектроскопия 23 832 (1972)
- 55. Denes L J, Lowke J S Appl. Phys. Lett. 23 130 (1973)
- 56. Ниган В Л, в сб. Физика плазмы (Под ред. Дж Бекери) (М.: Энергоиздат, 1982) с. 261
- 57. Бычков Ю И, Осипов В В, Савин В В ЖТФ 46 1444 (1976)
- Бычков Ю И, Осипов В В, Савин В В, в сб. Газовые лазеры (Новосибирск: Наука, 1977) с. 252
- 59. Осипов В В, Савин В В, Тельнов В А Изв. вузов. Сер. Физика (12) 52 (1976)
- 60. Judd OP, Wada JY IEEE J. Quantum Electron. QE-10(1) 12(1974)
- 61. Павловский А И, Басамыкин В С, Карелин В И Квант. электрон. **3** 601 (1976)
- 62. Beaulieu A J Appl. Phys. Lett. 16 504 (1970)
- 63. Велихов Е П и др. Физика плазмы 1 847 (1975)
- 64. Бычков Ю И и др. ЖТФ 53 1489 (1983)
- 65. Аполлонов В В и др. Квант. электрон. 14 220 (1987)
- 66. Визирь В А и др. Квант. электрон. 15 1256 (1988)
- Mesyats G A, Osipov V V, Tarasenko V F Pulsed Gas Lasers (Bellingham, Wash.: SPIE Optical Engineering Press, 1995)
- 68. Dzakowic G S, Wutzke S A J. Appl. Phys. 46 5061 (1973)
- 69. Баранов В Ю и др. Физика плазмы 6 785 (1980)
- 70. Козлов Г И, Кораблев А С *Письма в ЖТФ* **3** 24 (1977)
- 71. Мартынов И П, Мехряков В Н, Осипов В В ЖТФ 62 58 (1992)
- 72. Turner R J. Appl. Phys. 52 681 (1981)
- 73. Арутюнян Р В и др. *Квант. электрон.* **12** 971 (1985)
- Голубовский Ю Б, Некучаева В О, Пелюхова Е Б ЖТФ 66 43 (1996)

Self-sustained space discharge

V.V. Osipov

Institute of Electrophysics, Ural Division Russian Academy of Sciences, ul. Komsomol'skaya 34, 620049 Ekaterinburg, Russian Federation Tel. (7-3432) 74-51 74. Fax (7-3432) 74-50 51 E-mail: osipov@ief.intec.ru

The state-of-the-art in the physics of large-volume high-power gas discharges is reviewed. The characteristic properties and distinguishing features of high-pressure self-sustained discharges are discussed, existing experimental data are presented, and major formation and constriction models considered. It is shown that the lower bound on the discharge ignition voltage is due to the onset of cathode instability. Relations between the discharge parameters at the glowing and power delivery stages are analyzed. Record discharge characteristics are presented and difficulties involved in constructing a comprehensive theory of this type of discharge are pointed out.

PACS numbers: 51.50. + v, 52.80.-s, 52.80.Tn, 52.90. + z

Bibliography - 104 references

- 75. Велихов Е П и др. *ДАН СССР* **205** 1328 (1972)
- 76. Jacob J H, Manc S A Appl. Phys. Lett. 25 53 (1975)
- 77. Пашкин С В ТВТ 10 475 (1972)
- Vedenov A A et al., in *Phenomena in Ionized Gases, Proc. XI Intern.* Conf. (Prague, 1973) p. 108
- 79. Ульянов К Н, Менахин Л П ЖТФ 46 896 (1976)
- Напартович А П, Старостин А Н, в сб. Химия плазмы Т. 6 (1979) (М.: Атомиздат, 1979) с. 153
- 81. Журавлев Б Н и др. Физика плазмы 14 233 (1988)
- 82. Баранов В Ю и др. Квант. элетрон. 7 2589 (1980)
- 83. Королева И Л, Напартович А П Физика плазмы 5 196 (1989)
- 84. Coutts J, Webb C E J. Appl. Phys. **59** 704 (1986)
- 85. Osborne M R et al. Appl. Phys. Lett. 49 7 (1986)
- 86. Osborne M R, Hutchinson M H R J. Appl. Phys. 59 711 (1986)
- 87. Fujiwara T et al. J. Phys. D 27 826 (1994)
- Kekez M M, Makomaski A H, Savic P, in *Proc. 11th Intern. Symp.* on Shock Tubes (Seattle, 1977) p. 114
- 89. Райзер Ю П Лазерная искра и распространение разрядов (М.: Наука, 1974)
- 90. Козырев А В, Королев Ю Д *ЖТФ* **51** 2210 (1981)
- 91. Королев Ю Д, Кузьмин В А, Месяц Г А *ЖТФ* **51** 1817 (1981)
- 92. Беляков И И и др. Письма в ЖТФ 16 4 (1990)
- Месяц Г А, Орловский В М, Осипов В В ДАН СССР 303 250 (1988)
- 94. Константинов М Д, Осипов В В, Суслов А И ЖТФ 60 27 (1990)
- Спитцер Л Физика полностью ионизованной плазмы (М.: ИЛ, 1963)
- 96. Акишев Ю С и др. Физика плазмы 16 474 (1990)
- 97. Kushner M J et al. J. Appl. Phys. 57 2406 (1985)
- 98. Демьянов А В и др. Квант. электрон. 22 673 (1995)
- 99. Bollanti A et al. Appl. Phys. B 50 415 (1990)
- 100. Bychkov Yu, Yastremsky A Proc. SPIE 3304 89 (1998)
- 101. Месяц Г А *Письма в ЖТФ* 42 885 (1975)
- 102. Месяц Г А *Письма в ЖТФ* **41** 660 (1975)
- Brandenberg W V, Railey M P, Texeira P D IEEE J. Quantum. Electron. QE-8 414 (1972)
- 104. Ищенко В Н и др. Квант. электрон. 2 1374 (1975)

Received 11 May, revised 20 December 1999