

01;04

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ШНУРОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА В СМЕСИ $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$

© М.Ф.Данилов, А.Н.Малинин

Научно-исследовательский институт комплексных испытаний
оптико-электронных приборов и систем
Всероссийский научный центр "ГОИ им. С.И. Вавилова",
199034 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 22 декабря 1994 г.)

Приведены результаты экспериментальных и численных исследований несамостоятельного разряда в среде электроионизационного CO_2 лазера атмосферного давления. Экспериментальные данные свидетельствуют в пользу определяющей роли объемных процессов в механизме развития шнуровой неустойчивости. Обнаружено ветвление шнура. Процесс ветвления объясняется участием в механизме движения шнура токов смещения и связанных с ними процессов переноса объемного заряда. Численные исследования, выполненные на основе плазмохимической модели разряда, показали, что развитие шнура может инициироваться неустойчивостью, обусловленной прилипанием электронов к молекулам CO_2 . Неустойчивость характеризуется быстрым ростом напряженности поля от 4 кВ/см до 10–12 кВ/см. Затем происходит снижение напряженности поля до величины менее 1 кВ/см. Это вызвано увеличением концентрации электронов вследствие усиления ступенчатой и ассоциативной ионизации с участием метастабильных состояний молекул азота.

Постановка задачи

Для получения максимальной выходной мощности в импульсных CO_2 лазерах процесс накачки необходимо осуществлять с предельными параметрами, значения которых ограничиваются контрагированием разряда. Картины перехода объемного состояния разряда в контрагированное весьма разнообразны и зависят от состава газа, конструкции разрядной камеры, режимов горения и типов разряда [1–6]. Однородная по длине контракция, приводящая к образованию единичного шнура, характерна для разрядов, стабилизированных стенками. В протяженном разряде, когда стенки камеры не оказывают прямого воздействия, возникает множество отдельных шнуров [7].

Известно, что шнуры инициируются в приэлектродных областях [2-4]. Фотографирование разряда фоторегистратором с покадровой разверткой показывает [2-6], что на катоде в области катодного пятна возникает один или несколько светящихся выступов. Затем эти выступы распространяются в виде яркосветящихся каналов в основной объем разряда в направлении анода. Из этой группы каналов, как правило, выделяется один по скорости своего развития заметно опережающий все остальные. Когда такой канал достигает противоположного электрода, ток в канале резко возрастает и развивается дуговой пробой газового промежутка. В ряде экспериментов обнаружено, что шнуры развиваются как от катода, так и от анода [2,5,8]. В условиях экспериментов [8] наиболее мощные шнуры, замыкающие разрядный промежуток, чаще всего образуются у анода.

Во многих публикациях отмечается, что развитие неустойчивости самостоятельного разряда связано с неоднородностями в приэлектродных слоях [1-4], неоднородностью ионизации внешним источником [9,10] или крупномасштабными неоднородностями электрического поля, определяемыми конструкцией электродов [5]. В [4] показано, что инициирующим фактором при контрагировании является возникновение катодных и анодных пятен. Наряду с перечисленными факторами важную роль в условиях пробоя могут играть неоднородности плотности газа или состава газовой среды [11], пространственная неоднородность газового потока [2,12] и неоднородность лазерного излучения в разрядном промежутке [13].

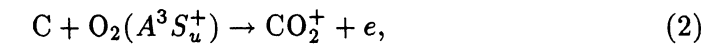
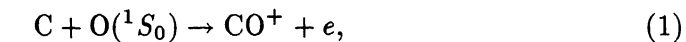
Одним из параметров, характеризующих пробой газового промежутка, является время его развития, которое отсчитывается от начала импульса напряжения и до образования дугового канала. В различных условиях оно изменяется в пределах от нескольких наносекунд [4] до миллисекунд [3] и более. В условиях, когда пробой определяется ростом шнуров, это время складывается из времени возникновения неоднородности на электроде и времени движения (роста) шнура через промежуток между электродами. Последнее определяется длиной разрядного промежутка и скоростью движения шнура. Зарегистрированная скорость движения шнура изменяется в пределах от 10^4 [3] до 10^7 см/с [4].

Для объяснения пробоя газа формированием высокопроводящего канала сразу по всей длине промежутка между электродами подробно разработаны механизмы объемных неустойчивостей [14-17]. К ним прежде всего относятся хорошо изученные ионизационно-перегревная и прилипательная неустойчивости, неустойчивость, обусловленная ступенчатой ионизацией, и др. Менее изученным является процесс пробоя с образованием и ростом шнуров. В отличие от объемных неустойчивостей теоретическая разработка механизмов шнуровой неустойчивости находится на начальной стадии. Предпринимаются отдельные попытки качественного объяснения механизма роста шнуров и исследований этого процесса численными методами. Ввиду сложности адекватного моделирования динамики контрагирования разряда в конкретных экспериментальных условиях вопрос об универсальности механизмов развития шнуров остается нерешенным [5]. Теоретические объяснения шнуровой неустойчивости сталкиваются прежде всего с

тем обстоятельством, что данный тип неустойчивости характеризуется сильной пространственной неоднородностью плазмы и расчеты требуют привлечения двух-, трехмерных моделей, учитывающих реальную геометрию разряда. В настоящее время осуществление подобных численных исследований возможно лишь с использованием упрощенных кинетических моделей [6]. Однородные модели с подробным описанием колебательной и зарядовой кинетики нашли применение для исследования объемного контрагирования в молекулярных газах [6,15,18].

В [5] анализируются два крайних случая: первый — развитие неустойчивости вплоть до последнего момента происходит однородно, шнуры — лишь следствие взрывного роста плотности плазмы на фоне слабонеоднородного распределения поля; второй — контрагирование развивается существенно за счет особых условий в головке шнура, зародившегося вблизи электрода, средняя плотность плазмы, состояние газа далеки от критических, которые можно найти в рамках однородной модели. В этой работе отмечается, что ряд экспериментальных фактов свидетельствует против того, что определяющую роль в контракции играют особые условия вблизи головки шнура: а) время видимого прорастания шнура, когда он не провоцируется конструкцией анодно-катодного узла, занимает малую долю от полного времени горения разряда; б) синхронность прикатодного и анодного свечения свидетельствует о переносе возмущения, не связанном со шнурами; в) при секционированном катоде зарегистрированы скачки тока с одной секции на другую при сохранении непрерывности его развития.

Механизм шнурования разряда, в основе которого лежит химико-ионизационная неустойчивость, где основную роль играют реакции ассоциативной ионизации



был предложен в [19,20].

Компоненты, участвующие в этих реакциях, являются продуктами диссоциации CO_2 электронным ударом и распада колебательно-возбужденных молекул CO_2 . Реакции (1), (2) могут протекать в плазме разряда после того, как ее состав в достаточной мере изменится вследствие предшествовавших плазмохимических процессов.

В [19] сделана попытка объединить однородную модель, включающую совокупность 100 основных плазмохимических реакций для 26 активных компонентов плазмы разряда в CO_2 среде, и схему формирования высокопроводящего канала, зарождающегося вблизи неоднородности на электроде. Самосогласованная задача плазмохимической кинетики решалась дискретно: решение балансных уравнений кинетики чередовалось с пересчетом напряженности поля и зависящих от нее коэффициентов реакций.

В качестве основного механизма распространения проводящего канала в [3] рассматривалась быстрая релаксация электрической энергии в тепловую. Распространение канала объясняется джоулевым нагревом газа вблизи головки, где велики поле и плотность тока. В результате этого нагрева над головкой появляется область термически ионизованной плазмы, тем самым длина канала увеличивается. При

этом оценки дают величину скорости роста шнура $\sim 10^4$ см/с, что соответствует для расстояния между электродами $h = 10$ см миллисекундному диапазону времени пробоя. В импульсных CO_2 лазерах, работающих на предельных режимах, время пробоя составляет величину $\sim 10^{-5}$ с, что на два порядка меньше того, что дают модели [3,19]. Поэтому для объяснения процессов пробоя в микросекундном диапазоне необходимо искать другие механизмы, которые могли бы обеспечить скорость движения шнура $\sim 10^6$ см/с.

В данной работе выполнены исследования пробоя в несамостоятельном разряде, поддерживаемом электронным пучком, в смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$. Цель работы состоит в выяснении и уточнении основных условий в разряде, способствующих зарождению и развитию шнуровой неустойчивости, способов повышения устойчивости разряда и увеличения предельных значений удельного энерговыклада.

Экспериментальные исследования

Экспериментальные исследования несамостоятельного разряда проводились на установке, описанной в [8,21]. Для исследования влияния неоднородности электрического поля на возникновение дугового пробоя была выполнена серия экспериментов с электродами различной конструкции. При этом ширина анода изменялась в пределах от 85 до 350 мм, радиус закругления кромки от 7 до 30 мм, а ширина катода оставалась неизменной. В экспериментах проводилось фотографирование разряда для фиксирования местоположения образования шнуров на поверхности электродов.

Эксперименты показали, что местоположение преимущественного образования шнуров зависит от ширины анода d . Если отношение ширины анода к ширине катода $q \leq 1$, то образование шнуров начинается на аноде. При возрастании этого отношения до величины $q > 2$ — на катоде. Это объясняется тем, что увеличение ширины анода уменьшает напряженность электрического поля в прианодной области из-за уменьшения плотности разрядного тока, а в прикатодной области происходит его увеличение, что приводит к образованию шнуров с поверхности катода. На рис. 1 представлены фотографии шнуров, образующихся в разряде в смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 6$, при использовании

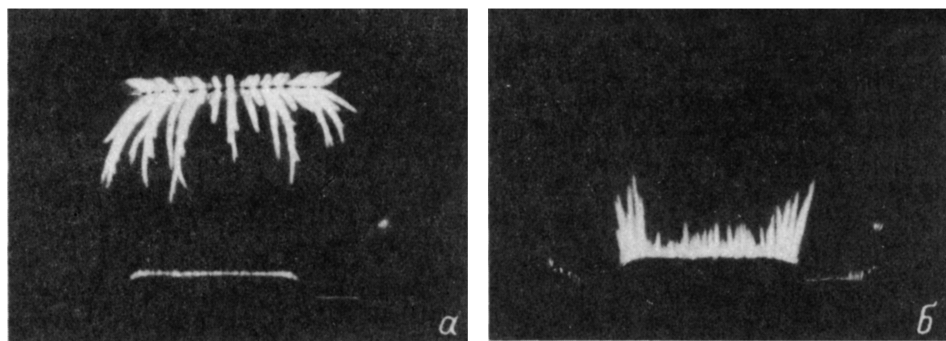


Рис. 1. Шнуры в разряде.
 d , мм: а — 85, б — 320; U , кВ: а — 40, б — 35.

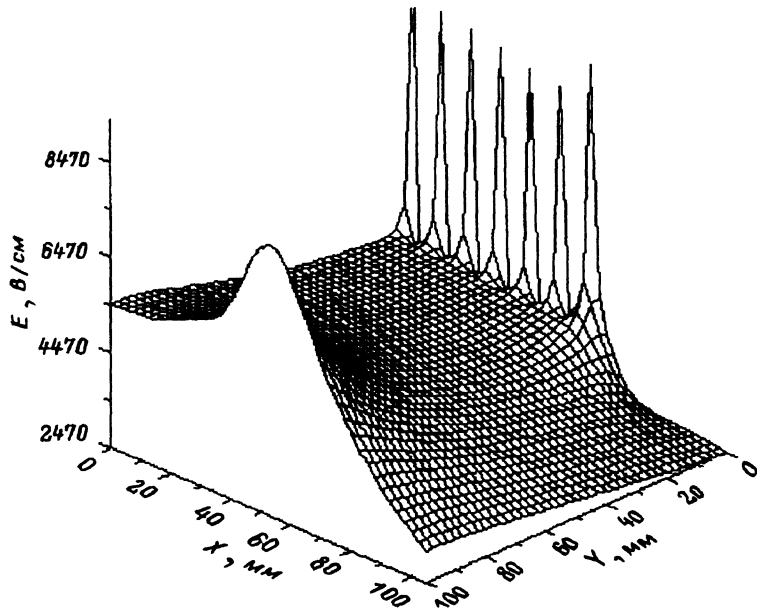


Рис. 2. Двумерное распределение электрического поля в разрядном промежутке.

анодов различной ширины и одинаковом радиусе закругления кромок анода. На рис. 1,а шнуры развиваются от анода, на рис. 1,б — от катода.

На фотографиях очень часто наблюдаются шнуры искривленной формы. Это объясняется тем, что развитие шнуров происходит вдоль силовых линий электрического поля. Возникновение неустойчивости, приводящей к росту шнура, а в дальнейшем и к пробой, происходит там, где существуют зоны повышенной напряженности поля. При этом длина шнуров коррелирует с размерами этих зон в направлении вдоль силовых линий поля. Обнаружено, что элементы анодно-катодного узла с малым радиусом кривизны поверхности (катодная решетка, детали спирального анода [8]), вблизи которых существуют области небольшого размера с максимальной напряженностью поля, не являются источниками преимущественного прорастания шнуров. Пример расчета двумерной конфигурации электрического поля методом эквивалентных зарядов показан на рис. 2. Края анода соответствуют координатам $Y = 100$ мм, $X = 50$ мм и $Y = 100$ мм, $X = -50$ мм, острые пики напряженности поля в сечении $Y = 0$ показывают усиление поля вблизи поверхности катодной решетки.

На многих фотографиях было обнаружено ветвление шнура (рис. 1,а). Этот процесс возникал при средней напряженности поля более 3.5–4 кВ/см и длине шнура, превышающей $0.3h$. Кроме расстояния, на котором происходит ветвление, по фотопленке был измерен угол между основным каналом и ответвленным, который в среднем составил 30–40 град. Следует отметить, что пробой разрядного промежутка всегда происходил только по основному каналу шнура, а ответвленный оставался в незавершенной фазе.

При максимальном напряжении на разрядном промежутке 20–25% резонаторного объема заполнено образовавшимися с поверхности электродов шнурами. Принимая во внимание тот факт, что шнуры представляют собой области с неоднородной проводимостью и температурой, необходимо отметить, что это может существенно влиять на выходные параметры лазерного излучения.

Для изучения неоднородной структуры разряда экспериментально исследовалось пространственное распределение скорости ионизации молекул газа электронным пучком. На рис. 3 приведена топограмма свечения газовой смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:2:3$ под действием электронного пучка при отсутствии напряжения на разрядном промежутке. Распределение ионизационных потерь, рассчитанное методом Монте-Карло [9], имеет качественное сходство с приведенным распределением свечения разряда. Экспериментально полученная картина свечения отличается от расчетной асимметрией распределения и смещением максимума на 20 мм в сторону анода.

Кроме этого, было проведено непосредственное измерение электронного тока за фольгой ускорителя. Измерения проводились путем перекрытия пучка металлической пластиной (коллектором) площадью 120×300 мм. Коллектор был соединен с землей медной шиной, на которой был установлен пояс Роговского с чувствительностью 0.5 В/А. Сигнал с пояса выводился на осциллограф С8-11, где регистрировались его амплитуда и форма импульса. Полученные результаты согласуются с данными о свечении газовой смеси, вызванном действием электронного пучка.

Неравномерное распределение скорости внешней ионизации молекул газа в разрядном промежутке может объяснить некоторые закономерности возникновения и развития шнуров. Условия роста шнуров определяются не только напряженностью электрического поля, но и скоростью генерации электронно-ионных пар. Так как плотность электронного пучка изменяется по сечению разрядной камеры и убывает от центра к краю, то на краю разрядного промежутка всегда существует зона с неоднородным распределением скорости генерации электронно-ионных пар. Поскольку оптимизация условий накачки требуют, чтобы размеры области энерговыклада были ограничены и согласованы с размерами резонатора, то область максимальной напряженности поля на краю электрода совпадает, как правило, с зоной неоднородной ионизации электронным пучком. А это приводит к образованию шнуров и обеспечивает условия для их прорастания преимущественно на краю разрядного промежутка.

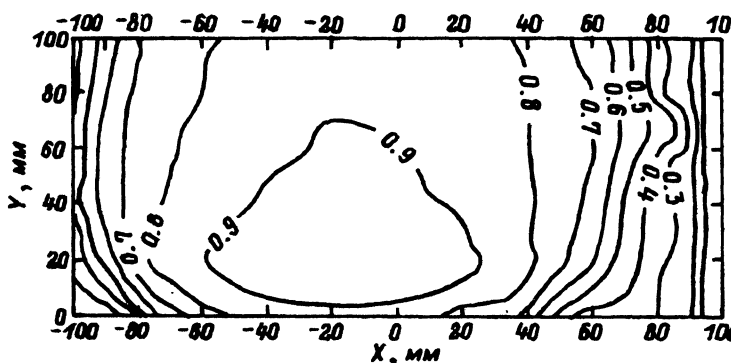


Рис. 3. Двумерное распределение свечения разряда при $U = 0$.

Численные исследования шнуровой неустойчивости были выполнены на основе моделирования плазмохимических реакций несамостоятельного тлеющего разряда, поддерживаемого электронным пучком. Ранее в [22] был предложен унифицированный подход к численному моделированию плазмохимических реакций, процессов ионизации внешним источником, рождения и исчезновения частиц на границах рассматриваемой зоны разряда. При этом описание этих процессов может быть формализовано в стандартном виде, аналогичном записи химической реакции. Так, ионизацию молекулы CO_2 внешним источником можно представить в виде мономолекулярной реакции



для которой в качестве константы реакции берется частота ионизации. Такой подход позволяет описать единой системой уравнений кинетику плазмохимических реакций, ионизацию молекул газа электронным пучком и прокачку газовой среды через объем разрядной камеры.

Формирование плазмохимической модели в расчетах выполнялось в автоматическом режиме с использованием базы данных, насчитывающей ~ 500 реакций для ~ 90 компонентов, включающих атомы водорода, гелия, углерода, азота, кислорода, их соединения, а также положительные и отрицательные ионы и электроны. Программа анализирует исходный перечень реакций и выбирает только те реакции, все реагенты которых присутствуют в исходном составе газовой смеси. На следующем шаге состав газовой смеси дополняется новыми продуктами этих реакций. Затем процесс анализа исходного списка реакций повторяется с учетом изменений состава смеси. Этот циклический процесс прекращается, когда перечень компонентов становится полным, т.е. в продуктах реакций перестают появляться новые компоненты, не включенные в него. Всего в модели было задействовано ~ 300 реакций для 70 компонентов плазмы в смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} : \text{CO}_2, \text{N}_2, \text{He}, \text{O}_2, \text{H}_2\text{O}, \text{CO}, \text{O}, e, \text{CO}_2^+, \text{N}_2^+, \text{He}^+, \text{O}^-, \text{H}_2^+, \text{N}, \text{H}, \text{C}, \text{CO}^+, \text{N}^+, \text{O}^+, \text{N}_2(\text{A}^3\Sigma_u^+), \text{N}_2(\text{a}^1\Sigma_u^-), \text{NO}, \text{CN}, \text{OH}, \text{NO}^+, \text{O}_2^+, \text{HCO}, \text{N}_2\text{O}, \text{C}^+, \text{H}_3^+, \text{N}_2\text{H}^+, \text{He}_2^+, \text{N}_4^+, \text{C}_2\text{O}_4^+, \text{CO}^-, \text{CO}_3^-, \text{H}^+, \text{H}^-, \text{N}_2\text{O}^+, \text{HO}_2, \text{NO}_2, \text{O}_3, \text{O}_2^-, \text{O}_3^-, \text{NO}^-, \text{N}_2\text{O}^-, \text{NO}_2^-, \text{NH}^+, \text{OH}^+, \text{HO}_2^+, \text{COH}^+, \text{N}_3^+, \text{O}_4^+, \text{H}_2\text{O}^+, \text{NO}^+ \cdot \text{NO}, \text{NO}^+ \cdot \text{H}_2\text{O}, \text{CO}_3^- \cdot \text{H}_2\text{O}, \text{H}_2\text{O}_2, \text{NO}_3, \text{O}_2(1\Delta_g), \text{NO}_3^-, \text{N}_2\text{OH}^+, \text{H}_3\text{O}^+, \text{O}_2^+ \cdot \text{NO}, \text{O}_2^+ \cdot \text{HO}, \text{CO}_4^-, \text{O}_4^-, \text{NO}_2^- \cdot \text{HO}, \text{O}_2^- \cdot \text{HO}, \text{H}_3\text{O}^+ \cdot \text{OH}$.

Компоненты приведены в том порядке, в каком они включаются в список при формировании модели в автоматическом режиме, обеспечивающем вычисление правых частей уравнений баланса плазмохимической кинетики.

Уравнения баланса для концентраций компонентов плазмы n_i записываются в виде системы обыкновенных дифференциальных уравнений [23]. Обобщим эту запись, включив мономолекулярные реакции

$$\begin{aligned} \frac{dn_i}{dt} = & \sum_a n_a k_{ai} - n_i \sum_b k_{ib} + \sum_{c,d} n_c n_d k_{cdi} - n_i \sum_e n_e k_{ie} + \\ & + \sum_{f,g,h} n_g n_f n_h k_{fghi} - n_i \sum_{j,l} n_j n_l k_{ijl}. \end{aligned} \quad (4)$$

Скоростные коэффициенты k_{ai} , k_{ib} мономолекулярных реакций имеют размерность частоты и измеряются в с^{-1} ; коэффициенты k_{cdi} , k_{ie} для реакций с участием двух исходных частиц измеряются в $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$; коэффициенты k_{fghi} , k_{ijl} для реакций с участием трех частиц измеряются в $\text{см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$. К системе уравнений (4) добавляется уравнение для напряженности поля E

$$\frac{dE}{dt} = \frac{j_0}{\varepsilon_0} - \frac{eb_e}{\varepsilon_0} n_e E. \quad (5)$$

Здесь j_0 — плотность тока, равного сумме токов проводимости и смещения; ε_0 — электрическая постоянная; e , b_e , n_e — заряд, подвижность и концентрация электронов. Уравнение (5) ранее применялось для описания высокочастотных разрядов [3]. Оно является следствием уравнения непрерывности для плотности электрического заряда

$$\frac{d\rho}{dt} + \text{div}(\mathbf{j}) = 0$$

и уравнения Пуассона

$$\text{div}(\mathbf{E}) = \rho/\varepsilon_0,$$

учитывает влияние процессов переноса объемного заряда в разрядном промежутке. Применение его в рассматриваемой модели дает удобное и компактное описание быстрых изменений величины электрического поля на фронте шнуровой неустойчивости.

Экспериментально контролируемые величины полного тока $I_0(t)$, напряжения на электродах $U(t)$ и задержки τ между временем включения электронной пушки и началом импульса напряжения определяют внешние условия задачи. Начальные условия задаются исходным составом газовой смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:2:3$ с добавлением $\sim 0.03\%$ O_2 и 0.005% H_2O , обычно присутствующих в реальной газовой смеси, используемой в качестве рабочей среды CO_2 лазеров. К начальным условиям относятся также нулевые значения напряженности поля E и температуры газа $T_g = 300$ К. Параметром модели является частота ионизации молекул газа электронным пучком ν_i . Средняя плотность полного тока $\overline{j_0(t)}$ и средняя напряженность электрического поля $\overline{E(t)}$ определялись исходя из измерений импульса тока, напряжения и основных размеров разрядного промежутка $\overline{j_0(t)} = I_0(t)/S$; $\overline{E(t)} = U(t)/h$, где S — площадь поперечного сечения разряда, h — расстояние между электродами.

Для функционирования математической модели необходимо задать зависимости скоростных коэффициентов элементарных процессов, протекающих в многокомпонентной плазме от температуры газа T_g и температуры электронов T_e . Для констант скорости химических реакций между нейтральными компонентами использовались данные [23–25]. В модели учитывалось ~ 100 реакций с известными температурными зависимостями констант скорости реакций.

Баланс заряженных частиц определяется процессами ионизации электронным пучком, прямой и ступенчатой ионизацией электронами

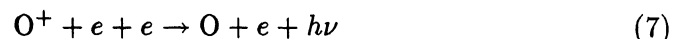
разряда, диссоциативной, ударно-радиационной и фоторекомбинации, диссоциативным прилипанием, ион-ионной рекомбинацией и ассоциативной ионизацией. Скоростные коэффициенты процессов с участием электронов рассчитывались по формуле

$$k_j = \sqrt{\frac{2e}{m}} \int_0^{\infty} u f_0(u, T_e(E/N)) Q_j(u) du, \quad (6)$$

где e , m , u — заряд, масса и энергия электронов; $Q(u)$ — сечение процесса; $f_0(u, T_e(E/N))$ — максвелловская функция распределения электронов по энергиям; зависимость $T_e = T_e(E/N)$ была взята из работы [26].

Сечения ионизации молекул H_2 , N_2 , O_2 , CO , NO электронным ударом и диссоциативного прилипания к молекулам O_2 , CO , NO , CO_2 , N_2O взяты из [27, 28]. Сечение прилипания к молекуле H_2O приведено в [29]. Сечение прилипания к молекуле NO_2 принималось подобным сечению молекулы N_2O , но по величине в 20 раз меньше, что дает хорошее согласие расчетного коэффициента прилипания с данными, приведенными в [15, 29]. Сечения ионизации CO_2 и He взяты из [26]. Сечения прямой ионизации атомов H , N , O , C и ступенчатой ионизации с метастабильных уровней N_2 , He рассчитывались по формуле Томсона [30]. Сечения возбуждения метастабильных уровней азота $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, $N_2(a'^1\Sigma_u^-)$, гелия $He(2^1S)$, $He(2^3S)$ взяты из [31] и [26] соответственно. Всего учитывалось 22 процесса с участием электронов, для которых по формуле (6) рассчитывались зависимости коэффициентов скорости k_i от приведенной напряженности поля E/N .

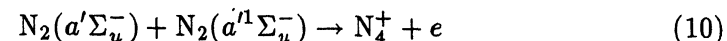
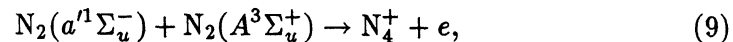
Для расчета коэффициентов ударно-радиационной рекомбинации в тройных столкновениях типа



для ионов O^+ , H^+ , C^+ , N^+ , N_2^+ и др. использовалась формула [30]

$$\beta = \frac{8.75 \cdot 10^{-27} \cdot n_e}{(T_e[\text{эВ}])^{9/2}} [\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}]. \quad (8)$$

Коэффициенты ассоциативной ионизации процессов с участием молекул азота



приводятся в [32]. Другие процессы с участием нейтральных компонентов и ионно-молекулярные реакции были взяты из [23].

В исходный перечень процессов были включены также реакции ионизации внешним источником типа (3) для следующих нейтральных компонентов плазмы разряда: CO_2 , N_2 , He , O_2 , H_2O , CO , O , N . Частота внешней ионизации ν_i выбиралась таким образом, чтобы обеспечить соответствие расчетной концентрации электронов и полученной на основе экспериментально измеренного сопротивления разряда

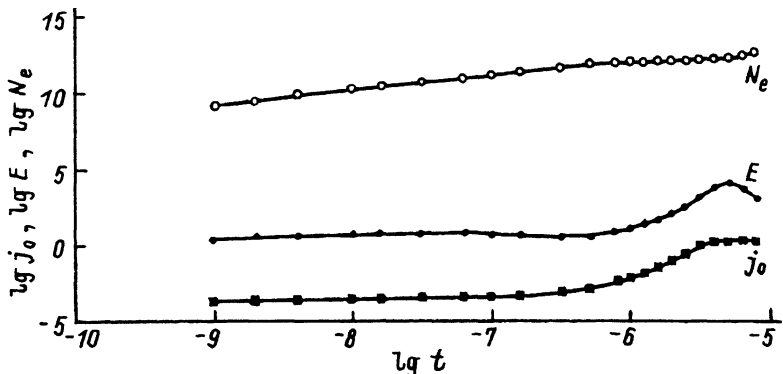


Рис. 4. Зависимости плотности тока, напряженности поля и концентрации электронов от времени.

с учетом реальной геометрии разрядного промежутка. Оценки дают величину удельной проводимости $\sigma \sim 0.05 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, концентрации электронов $N_e \sim 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, частоты ионизации $\nu_i \sim 0.04 \text{ с}^{-1}$. Основное внимание при разработке модели было уделено описанию процессов химической и зарядовой кинетики, подробное рассмотрение процессов с участием колебательных уровней молекул выходит за рамки данной работы.

Расчеты проводились для разряда в импульсном режиме. При этом форма импульса тока задавалась выражением

$$j_0(t) = \begin{cases} 0, & t < t_0, \\ j_1 \exp(-(t - t_1)^2/\tau_1^2), & t_0 < t < t_1, \\ j_1, & t_1 < t < t_2, \\ j_1 \exp(-(t - t_2)^2/\tau_2^2), & t_2 < t. \end{cases} \quad (11)$$

Параметры $t_0, t_1, t_2, \tau_1, \tau_2$ определялись методом аппроксимации экспериментально зарегистрированной формы импульса тока основного разряда и импульса тока электронной пушки. Последний имел форму прямоугольной ступеньки, начало которой совпадало с моментом времени $t = 0$. Система дифференциальных уравнений (4), (5) решалась методом Гира.

При численном исследовании системы уравнений (4), (5) было обнаружено существование пороговой величины плотности тока ($j_* \sim 1.4 \text{ А/см}^2$), которая разграничивает два режима горения разряда. При $j_1 \leq j_*$ реализуется режим устойчивого горения разряда с $E < 4 \text{ кВ/см}$. При $j_1 > j_*$ развивается прилипательная неустойчивость, обусловленная ростом коэффициента прилипания электронов к молекулам CO_2 при увеличении напряженности электрического поля. На рис. 4 представлены в логарифмическом масштабе график зависимости $j_0(t)$, рассчитанный по формуле (4), графики зависимостей $n_e(t)$, $E(t)$, рассчитанных по модели. Эти зависимости показывают развитие неустойчивости на переднем фронте импульса тока при $j_1 = 1.8 \text{ А/см}^2$. Развитие неустойчивости характеризуется быстрым ростом напряженности поля от 4 до 10–12 кВ/см, который затем сменяется обратным

процессом (рис. 4). Это вызвано увеличением концентрации электронов вследствие усиления ступенчатой и ассоциативной ионизации с участием метастабильных уровней молекулярного азота. В диапазоне напряженности поля $4 < E < 10$ кВ/см устойчивый режим горения в модели не реализуется. Если в модели исключить процессы ступенчатой и ассоциативной ионизации, то напряженность поля поднимается до величины $E \sim 16$ кВ/см и сохраняется на этом уровне, если величина плотности тока не меняется. При этом стабилизация величины напряженности поля обеспечивается в основном балансом процессов прилипания и ионизации электронами разряда. Численные исследования с использованием плазмохимической модели шнуровой неустойчивости в смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 2 : 3$ дают пороговое значение напряженности поля $E_* \sim 4$ кВ/см при скорости образования вторичных электронов под действием электронного пучка $S = N_a \cdot \nu_i = 10^{18} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Экспериментальные данные по устойчивости разряда показывают, что пробой в этой смеси происходит при напряжении $U = 45-50$ кВ и среднем значении напряженности поля $E \sim 4.5-5$ кВ/см. Расхождение расчетных и экспериментальных данных можно объяснить неоднородностью разряда (поля и ионизации внешним источником).

Результаты вычислений области прилипательной неустойчивости в пространстве S и E [16] дают значение $E_* \approx 5$ кВ/см при $S = 10^{18} \text{ см}^{-3} \times \text{с}^{-1}$. Полученное различие в оценке порога прилипательной неустойчивости может быть обусловлено различием в исходных данных по режиму горения моделируемого разряда, составу смеси, коэффициентам прилипания и рекомбинации. Например, в [16] исследовалась устойчивость стационарных решений системы уравнений, описывающих разряд в смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$ без примесей. Нами исследовался импульсный разряд в той же лазерной смеси, но с добавками $\sim 0.03\%$ O_2 и 0.005% H_2O . Коэффициенты прилипания были рассчитаны нами по сечениям, приведенным в [28], они согласуются с результатами расчетов [15], в то время как данные [16] по коэффициентам прилипания и данные [15] сильно расходятся.

Обсуждение результатов

На основании анализа опубликованных данных и результатов проведенных исследований можно сделать вывод, что пробой в НТР происходит в три этапа. На первом из них в результате реализации цепочки объемных неустойчивостей образуется область неоднородной плазмы, которая характеризуется более высокой концентрацией электронов и более высокой проводимостью по сравнению с остальной частью разряда. На ее границе существует зона повышенной напряженности поля $E > 10$ кВ/см. Ее появление облегчается существованием в разряде неоднородностей газовой среды, внешнего электрического поля или ионизации внешним источником. Однако сами по себе эти неоднородности не являются обязательными для развития неустойчивости. В разряде существуют условия, когда шнур может развиваться и в однородной среде при достижении порога прилипательной неустойчивости по напряженности поля E_* . На втором этапе пробоя область неоднородной плазмы приобретает форму конуса (шнура), длина которого увеличивается в направлении вдоль силовых линий электрического поля. На третьем этапе один из наиболее мощных шнуров пересекает весь разрядный промежуток и замыкает электроды. На его месте образуется дуга.

Так же как и в [5], ряд экспериментальных фактов свидетельствует в пользу определяющей роли объемных процессов в механизме развития шнуровой неустойчивости: а) форма шнуров соответствует форме силовых линий электрического поля, создаваемого электродами; б) длина шнуров коррелирует с размерами зоны повышенной напряженности поля в направлении вдоль силовых линий поля; в) на развитие шнуров сильное влияние оказывает пространственное распределение скорости ионизации молекул газа электронным пучком.

Первоначальное появление шнуров в приэлектродных областях можно объяснить тем, что порог прилипательной неустойчивости по напряженности электрического поля E_* достигается в них раньше, чем в остальной части разряда. По мере роста тока растет напряженность поля и граница зоны $E > E_*$ перемещается в глубину разрядного промежутка. Аналогичный процесс может одновременно развиваться от противоположного электрода. При этом скорость роста шнура будет определяться выражением

$$v = \frac{dE/dt}{dE/dy}. \quad (12)$$

Оценим ее величину. При $E_* = 4 \text{ кВ/см}$ и длительности переднего фронта $\tau_t \approx 5 \text{ мкс}$ $dE/dt \approx 0.8 \cdot 10^6 \text{ кВ/см/с}$. Расчет электрического поля вблизи края анода дает величину $dE/dy \approx 1 \text{ кВ/см}^2$ при средней напряженности поля $\sim 4 \text{ кВ/см}$. Тогда $v \sim 0.8 \cdot 10^6 \text{ см/с}$, что по порядку величины согласуется с оценкой скорости, полученной из экспериментальных данных.

Важным для понимания механизма пробоя является обнаруженное в эксперименте ветвление шнура. В [33] процесс роста нитевидных структур со слабым или сильным ветвлением определяется вероятностной мерой, задаваемой решениями краевой задачи теории потенциала (лапласовские фракталы). Применяемая для расчетов математическая модель учитывает в идеализированном виде процессы переноса пространственного заряда. В [34] процессы ветвления при пробое в резконеоднородном поле связываются с особенностями взаимодействия токов смещения и проводимости в среде с нелинейной проводимостью. Наблюдаемое ветвление шнура свидетельствует о существенной роли в динамике его развития токов смещения и связанных с ними процессов переноса заряда. Участие процессов прилипания и токов смещения в механизме шнурования, которое происходит в режиме обострения поля, может послужить основой для разработки двумерной модели шнура, объясняющей устойчивое существование и движение области с высокой напряженностью поля на фронте пробоя.

Расчеты, выполненные в [26], показывают, что оптимальное значение приведенной напряженности электрического поля в разряде для вклада энергии в верхние лазерные уровни в смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 2 : 3$ составляет величину $\sim 2.2 \cdot 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$. Это соответствует напряженности поля $\sim 5.5 \text{ кВ/см}$. В наших экспериментах предельные значения средней напряженности поля составляют величину $4.5\text{--}5 \text{ кВ/см}$. Повышению средней напряженности поля до оптимальной величины мешают пробои, которые инициируются в зонах повышенной напряженности

поля вблизи края анода. Анализ экспериментальных и расчетных данных позволяет сделать вывод, что основной причиной, сдерживающей дальнейшее повышение энерговыклада, является неоднородность разряда. Создание однородных условий в разряде — один из способов повышения устойчивости, осуществить который технически очень сложно. Частично эту задачу решает профилирование потенциала на поверхности спирального анода [8]. Другой способ, который можно предложить, состоит в том, чтобы использовать существующие неоднородности в разряде и создаваемые со специальным законом распределения для их взаимной компенсации. Для повышения устойчивости разряда необходимо увеличивать плотность тока пучка высокоэнергетических электронов в зоне повышенной напряженности поля. Повышение плотности тока ускорителя по всему сечению активной среды уменьшит сопротивление разряда и напряжение на разрядном промежутке, что снизит эффективность накачки и приведет к снижению КПД. Поэтому для достижения предельных характеристик накачки необходимо осуществить профилирование электронного пучка по сечению резонаторного объема, а именно увеличить его плотность только в тех областях, где создается повышенная напряженность поля.

Таким образом, результаты проведенных экспериментальных и численных исследований дают информацию о вероятном механизме перехода самостоятельного разряда, поддерживаемого электронным пучком, в самостоятельный, в котором основную роль играют объемные процессы прилипания, ступенчатой и ассоциативной ионизации. Построение двумерной модели пробоя требует проведения дополнительных исследований с целью уточнения пространственного распределения полного тока и детализации процессов переноса заряда.

В заключение авторы выражают благодарность Е.В. Аккуратову и Н.В. Бубновой за помощь в обработке экспериментальных данных.

Список литературы

- [1] Райзер Ю.П. Основы современной физики газового разряда. М.: Наука, 1980. 415 с.
- [2] Велихов Е.П., Голубев В.С., Пашкин С.В. // УНФ. 1982. Т. 137. С. 117–150.
- [3] Велихов Е.П., Ковалев А.С., Рахимов А.Т. Физические явления в газоразрядной плазме. М.: Наука, 1987. 160 с.
- [4] Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 224 с.
- [5] Журавлев Б.В., Напартович А.П., Паль А.Ф. и др. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. С. 233–240.
- [6] Бердышев А.В., Головин А.С., Гурашвили А.В. и др. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 3. С. 335–341.
- [7] Синкевич О.А. // ТВТ. 1993. Т. 31. № 4. С. 542–546.
- [8] Данилов М.Ф., Зобов Е.А., Малинин А.Н., Никонов Ю.П. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 12. С. 36–42.
- [9] Дутов А.И., Николаев В.Б., Юрьев М.С. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 4. С. 654–661.
- [10] Головин А.С., Гурашвили В.А., Кочетов И.В. // ЖТФ. 1988. Т. 61. Вып. 5. С. 40–45.
- [11] Баранов В.Ю., Малюта Д.Д., Межевое В.В., Напартович А.П. // Квантовая электрон. 1980. Т. 7. № 12. С. 2589–2593.
- [12] Иванченко А.И., Шепеленко А.А. // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 12. С. 2551–2555.
- [13] Королева И.Л., Напартович А.П. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 2. С. 196–201.
- [14] Haaz R.A. // Phys. Rev. A. 1973. Vol. 8. N 2. P. 1017–1043.
- [15] Nighan W.L., Wiegand W.I. // Phys. Rev. A. 1974. Vol. 10. N 3. P. 992–945.
- [16] Douglas-Hamilton D.H., Mani S.A. // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. N 10. P. 4406–4415.

- [17] *Напартович А.П., Старостин А.Н.* // Химия плазмы. М.: Атомиздат, 1979. Вып. 6. С. 153–208.
- [18] *Вацадзе К.В., Вецко В.М., Лопанцева Г.Б. и др.* // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 3. С. 352–360.
- [19] *Константинов М.Д., Осипов В.В., Суслов А.И.* // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 10. С. 27–36.
- [20] *Месяц Г.А., Орловский В.М., Осипов В.В. и др.* // ДАН СССР. 1988. Т. 303. С. 850–852.
- [21] *Резунков Ю.А., Сиразетдинов В.С., Стариков А.Д., Чарухчев А.В.* // Опт. журн. 1994. № 1. С. 84–94.
- [22] *Данилов М.Ф.* Система программ подготовки данных и численного моделирования плазмохимических реакций. Деп. в ВИМИ. 1992. № До-8502.
- [23] *Смит К., Томсон Р.* Численное моделирование газовых лазеров. М.: Мир, 1981. 516 с.
- [24] *Кондратьев В.Н.* Константы скоростей газофазных реакций. М., 1971.
- [25] *Агафонов В.П., Вертушкин В.К., Гладков А.А., Полянский О.Ю.* Неравновесные физикохимические процессы в аэродинамике. М.: Машиностроение, 1972.
- [26] *Lovke J.J., Phelps A.V., Irwin B.W.* // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44. N 10.
- [27] *Rapp D., Englander-Golden P.J.* // Chem. Phys. 1965. Vol. 43. N 5. P. 1464–1479.
- [28] *Rapp D., Briglia D.D.* // J. Chem. Phys. 1965. Vol. 43. N 5. P. 1480–1489.
- [29] *Мессу Г.* Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979. 756 с.
- [30] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [31] *Engelhardt A.G., Phelps A.V., Risk C.G.* // Phys. Rev. A. 1964. Vol. 135. N 6. P. 1566–1574.
- [32] *Бердышев А.В., Кочетов И.В., Напартович А.П.* // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 6. С. 741–744.
- [33] *Висман Г., Пьетронеро Л.* // Фракталы в физике. М.: Мир, 1988. 672 с.
- [34] *Данилов М.Ф.* // ПМТФ. 1991. № 4. С. 10–13.
-