

ведлива формула (3.9). При произвольной концентрации примесных молекул A

$$(3.10) \quad K_d/K_d^{(0)} = z_V(T) C_r e^{\theta m(1-T/T_r^a)}$$

Учитывая, что $C_r > C_0 e^{-\theta(p-r)}$ (следует из монотонности распределения (1.1)), отношение (3.10), как и (3.9), может на несколько порядков превысить единицу.

В заключение заметим, что повышение скорости диссоциации за счет резонансного $V - V'$ -обмена на нижних колебательных уровнях молекул примеси позволяет в принципе проводить химические реакции в небольшом мановском термостате при столь низких газовых температурах, при которых в обычных условиях эти реакции вообще не происходят.

Поступила 10 VIII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Артамонова Н. Д., Платоненко В. Т., Хохлов Р. В. Об управлении химическими реакциями путем резонансного фотовоздействия на молекулы.— ЖЭТФ, 1970, т. 58, вып. 6.
2. Горошкоч А. А., Осипов А. И. О колебательной релаксации двухатомных молекул в небольшом мановском термостате.— ПМТФ, 1978, № 5.
3. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шеленин Л. А. Кипетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980.
4. Лосев С. А., Генералов Н. А. К исследованию возбуждения колебаний и распада молекул кислорода при высоких температурах.— ДАН СССР, 1961, т. 141, с. 1072.
5. Кузнецов Н. М. Взаимосвязь процессов колебательной релаксации и диссоциации двухатомных молекул.— ДАН СССР, 1965, т. 164, с. 1097.

УДК 537.56

ВЛИЯНИЕ ПРЕДЬОНИЗАЦИИ НА РАЗВИТИЕ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА В ГАЗЕ

Г. В. Гадияк, А. Г. Пономаренко, В. А. Швейгерт

(Новосибирск)

Проблема получения однородного газового разряда в больших объемах представляет значительный интерес в связи с разработкой лазеров на молекулярных газах. Для газоразрядных лазеров, в которых накачка активной среды осуществляется самостоятельным разрядом с предварительной ионизацией газа, можно выделить две группы неустойчивостей, приводящих к пинурованию объемного разряда. К первой группе относятся неустойчивости, связанные с вкладом определенной энергии в газ, например ионизационная либо перегревно-ионизационная неустойчивость [1]. Менее изучена, особенно в теоретическом плане, вторая группа физических процессов, приводящих к искровому пробоя газа на начальной стадии разряда. Вопрос о необходимых условиях однородного пробоя газа рассматривался в [2—4], где показано, что однородный разряд можно получить при квазистационарном механизме пробоя, когда происходит перекрытие соседних электронных лавин. При этом лишь на уровне оценок учитывалось то важное обстоятельство, что развитие разряда происходит в неоднородном электрическом поле, возникающем из-за объемного положительного заряда ионов. Для полного понимания процессов, приводящих к искровому пробоя газа, необходимо детальное исследование пространственно-временного распределения электрического поля и плотности заряженных частиц в межэлектродном промежутке.

Развитие самостоятельного разряда в полях, превышающих статическое пробивное поле, рассматривалось в [5—7]. Так как использование высокого напряжения на разряде связано с определенными техническими трудностями и снижением эффективности всей лазерной системы, то для создания газоразрядных лазеров особый интерес представляет исследование разряда в полях E , меньших статических пробивных $E_{ст}$. Возможность значительного снижения пробивного напряжения газа, находящегося в поле стационарного ионизирующего излучения, показана в [8, 9]. Разряд в воздухе с предварительной ионизацией при $E < E_{ст}$ исследовался теоретически и экспериментально в [10].

В данной работе рассматривается развитие одномерного разряда с предьонизацией в азоте. Исследуется зависимость времени формирования разряда от степени предьонизации, давления газа и напряженности электрического поля. Рассматривается вопрос об условиях возникновения искрового пробоя газа.

Для описания динамики самостоятельного разряда использовалась система уравнений, включающая уравнения переноса для заряженных частиц, уравнение Пуассона для электрического поля и уравнения для источника питания разряда:

$$\begin{aligned}
 (1) \quad & \frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} v_e n_e = \alpha |v_e| n_e - \beta n_e n_i; \\
 (2) \quad & \frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} v_i n_i = \alpha |v_e| n_e - \beta n_e n_i; \\
 (3) \quad & \partial E / \partial x = 4\pi e (n_i - n_e); \\
 (4) \quad & L \partial I / \partial t + RI = U - U_p, \quad CdU / \partial t = -I,
 \end{aligned}$$

с начальными и граничными условиями:

$$\begin{aligned}
 n_e(t=0) &= n_i(t=0) = n_0(x), \\
 I(t=0) &= 0, \quad U(t=0) = U_p(t=0) = U_0, \quad n_i(x=d) = 0, \\
 \int_0^d E dx &= -U_p, \quad |v_e| n_e(x=0) = \gamma_i |v_i| n_i(x=0) + \gamma_\Phi \int_0^d \alpha |v_e| n_e dx.
 \end{aligned}$$

Здесь катод находится в точке $x=0$; анод — в точке $x=d$; n_e , n_i — концентрация электронов и ионов; n_0 — начальная концентрация плазмы, созданная предыонизацией; I — ток во внешней цепи; U — напряжение на конденсаторе, являющемся источником питания разряда; U_p — напряжение на разряде; v_e и v_i — дрейфовые скорости электронов и ионов; α и β — коэффициенты ионизации и рекомбинации; L , C и R — индуктивность, емкость и сопротивление цепи питания разряда; γ_i — коэффициент ион-электронной эмиссии; γ_Φ — коэффициент фотоэмиссии.

В системе уравнений (1) — (4) не учитывается диффузия электронов и ионов, так как в [7] показано, что диффузия оказывает незначительное влияние на поведение разряда. Также не рассматривается нагрев газа, т. е. плотность нейтральных частиц считается постоянной. Это предположение хорошо оправдано на начальной стадии разряда, когда изменение температуры газа мало.

Для аналитической аппроксимации коэффициентов α , β , μ_e и μ_i ($v_e = -\mu_e E$, $v_i = \mu_i E$) в азоте использовались следующие выражения [11]:

$$\begin{aligned}
 (5) \quad & \alpha/p = A \exp(-Bp/|E|), \quad A = 0,066 \text{ см}^{-1} \cdot \text{Па}^{-1}, \\
 & B = 2,06 \text{ см}^{-1} \cdot \text{Па}^{-1} \cdot \text{В}, \quad \mu_e p = 379,9 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{Па} \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}, \\
 & \mu_i = 10^{-2} \mu_e, \quad \beta = 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1},
 \end{aligned}$$

где μ_e , μ_i — подвижность электронов и ионов; p — давление газа.

В расчетах, результаты которых обсуждаются ниже, значение коэффициента фотоэмиссии принималось равным 10^{-5} , а ион-электронной эмиссии — 10^{-2} . Начальное распределение плотности плазмы, созданной предыонизацией, задавалось функцией

$$n_0(x) = N \exp(-x/\lambda) \Big|_0^d \exp(-x/\lambda) dx,$$

где N — полная концентрация плазмы на единицу площади; λ — характерный размер неоднородности ионизации. Индуктивность и сопротивление цепи питания разряда выбирались достаточно малыми, и напряжение на разряде равнялось напряжению на емкости, значение которой принималось равным $C = 3 \cdot 10^{-10} \text{ С}$, где S — площадь электродов (см^2).

Если систему уравнений (1) — (4) записать в безразмерных переменных E/E_0 , n_e/n_p , n_i/n_p , I/I_p , U/U_0 , x/d , t/τ_i , где $E_0 = U_0/d$; $n_p = \alpha_0 v_0/\beta$; $v_0 = \mu_e E_0$; $\alpha_0 = \alpha(E_0)$; $I_p = S e v_0 n_p$; $\tau_i = 1/\alpha_0 v_0$, то можно выделить некоторые безразмерные параметры, использование которых удобно при

интерпретации полученных результатов. Ниже будет показано, что наибольшее влияние на развитие разряда оказывает величина безразмерных параметров $\alpha_0 d = \tau_0/\tau_i$ и $\kappa = 4\pi e N/E_0$, где $\tau_0 = d/v_0$ — время пролета электроном межэлектродного промежутка.

Характерной особенностью системы уравнений, описывающей разряд в газе, являются наличие малых параметров γ_i , μ_i/μ_e , $E_0/4\pi en_p d$ и сильная зависимость коэффициента ионизации от напряженности электрического поля. В эксперименте это приводит к существованию приэлектродных слоев с большими градиентами электрического поля и концентрации заряженных частиц, а при численном расчете разряда — к определенным трудностям в решении системы уравнений (1) — (4). Удовлетворительную точность расчетов можно обеспечить, используя неравномерную сетку с автоматическим выбором шага по пространственной координате. Из-за сильного уменьшения шага по пространственной координате h в приэлектродных слоях интегрирование уравнений (1), (2) по явной схеме приводит к большим затратам машинного времени, так как шаг по времени τ должен удовлетворять условию устойчивости явной схемы $\tau < h/v_e$. Поэтому для интегрирования уравнений (1), (2) использовалась неявная схема первого порядка точности, причем для определения решения на i -м шаге по времени в дивергентных членах электрическое поле задавалось на i -м шаге, а в правых частях (1), (2) E , n_e и n_i задавались на $i - 1$ -м шаге. Непосредственное решение уравнений (1), (2) совместно с (3) возможно лишь с очень малым τ . Это связано с тем, что незначительные ошибки при вычислении n_e и n_i ввиду малости параметра $E_0/(4\pi en_p d)$ приводят к большой погрешности определения E из уравнения (3) [7]. Поэтому в данной работе для определения напряженности электрического поля использовалось не уравнение (3), а уравнение сохранения тока

$$-\frac{1}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t} + e(n_e v_e - n_i v_i) = \frac{I}{S},$$

которое является следствием системы (1)–(4). Последнее уравнение решалось по специальной схеме:

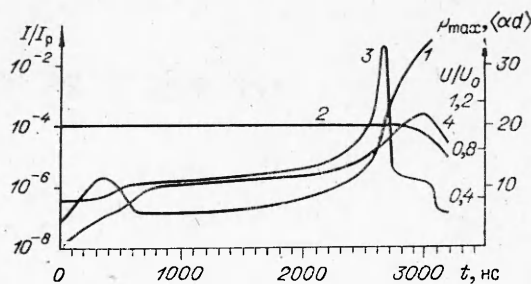
$$E(t + \tau) = \exp(-4\pi\sigma(t + \tau)\tau) \left(-\frac{I}{S} \frac{\exp(4\pi\sigma(t + \tau)\tau) - 1}{4\pi\sigma(t + \tau)} + E(t) \right)$$

($\sigma = e(n_e \mu_e + n_i \mu_i)$ — проводимость газа), позволяющей использовать относительно большой шаг по времени ($4\pi\sigma\tau > 1$). Система разностных уравнений решалась методом итераций. Шаг по времени выбирался автоматически из условия малости относительного изменения n_e , n_i и E на каждом шаге. Следует отметить, что решение уравнений (1), (2) разностными методами может привести к большой счетной диффузии, поэтому в ряде расчетов решение уравнения (1) находилось методом характеристик. Использование метода характеристик целесообразно при больших градиентах начальной концентрации плазмы, но приводит к большим затратам машинного времени на стадии разряда с развитыми приэлектродными слоями. Для контроля точности используемого алгоритма решения системы уравнений (1)–(4) проводились расчеты с уменьшением шага по времени и пространству, а также тестовые расчеты для случаев, когда известно аналитическое решение (1)–(4). Тестовые расчеты проводились для случая $L = R = \mu_e = \mu_i = 0$, т. е. система (1)–(4) записывается в виде

$$(6) \quad \begin{aligned} \partial n_e / \partial t &= \partial n_i / \partial t = \alpha |v_e| n_e - \beta n_e^2, \\ n_e(t = 0) &= n_i(t = 0) = n_0, \quad \partial E / \partial t = I / (CSd), \\ E(t = 0) &= -U_0/d. \end{aligned}$$

Сравнение решения системы уравнений (1)–(4) с решением (6) представляет самостоятельный интерес для понимания процессов, происходящих в газовом разряде. Тестовые расчеты проводились также для другого предельного случая, когда $E \ll E_{ст}$, $R = L = 0$, $C = \infty$ и на катоде задается постоянный электронный ток. Тогда система уравнений (1)–(4)

описывает распределение электрического поля и плотности заряженных частиц в газовом диоде и известно стационарное решение (1) — (4). При расчетах с кинетическими коэффициентами α , μ_e , μ_i для смеси $\text{CO}_2 : \text{N}_2 = 1 : 7$, предложенными в [6], расхождение наших результатов и результатов [6] оказалось менее 5%. Совокупность тестовых расчетов



Ф и г. 1

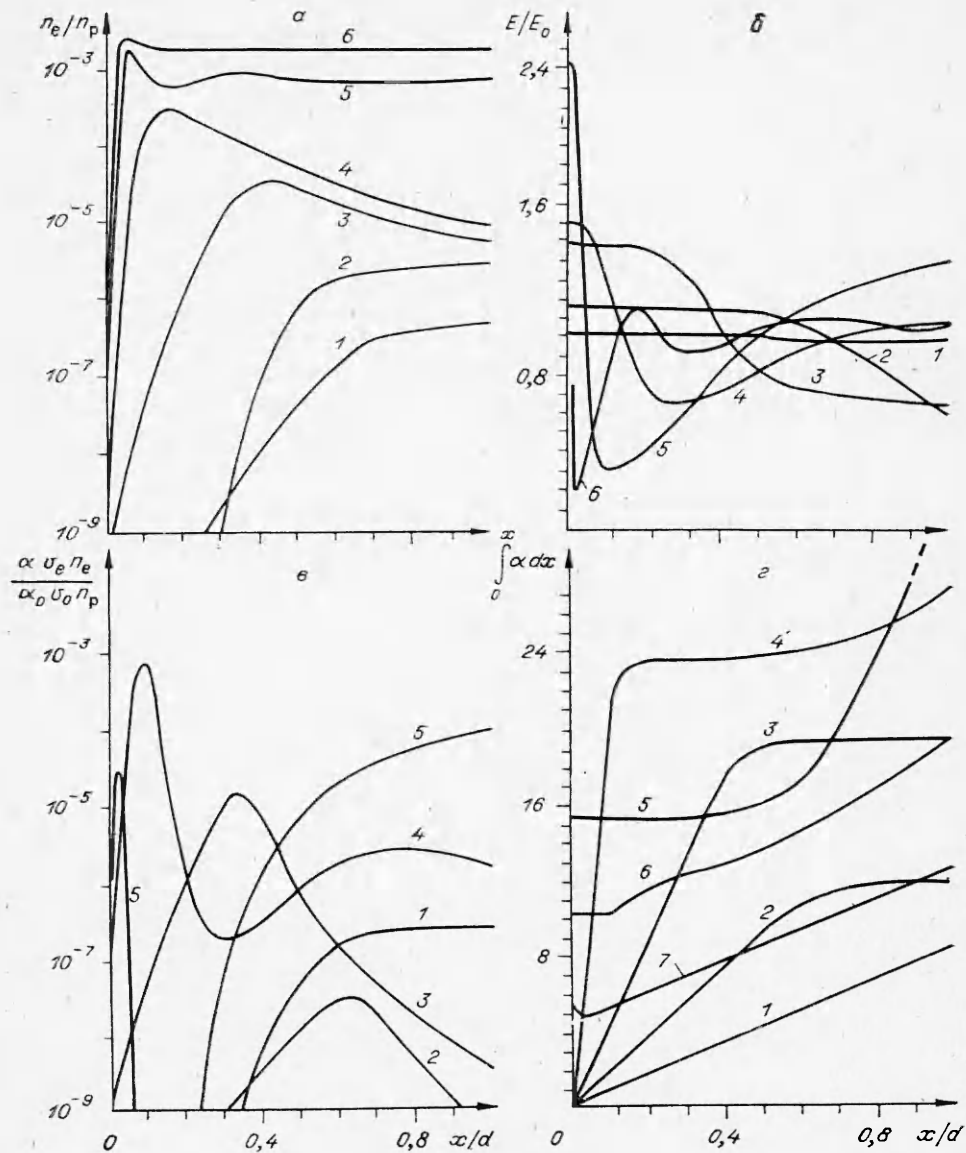
показала удовлетворительную точность предложенного алгоритма решения системы уравнений, описывающих нестационарный одномерный разряд в газе. При этом среднее время решения (1) — (4) на ЭВМ БЭСМ-6 составляло 5—10 мин.

На фиг. 1 представлены зависимости тока разряда, напряжения на разряде и $\langle \alpha d \rangle = \int_0^d \alpha(E) dx$ (кривые 1—3 соответственно) от времени при $E/p = 0,3 \text{ В/см/Па}$, $p = 2,03 \cdot 10^4 \text{ Па}$, $d = 5,6 \text{ см}$, $\lambda \gg d$ и $N = 2,5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$. Пространственное распределение плотности электронов (а), напряженности электрического поля (б), интенсивности ионизации га-

за (в) и значение $\int_0^x \alpha dx$ (г) в различные моменты времени (1 — $t = 250 \text{ нс}$, 2 — $t = 1500 \text{ нс}$, 3 — $t = 2500 \text{ нс}$, 4 — $t = 2620 \text{ нс}$, 5 — $t = 2650 \text{ нс}$, 6 — $t = 2700 \text{ нс}$, 7 — $t = 2750 \text{ нс}$) при тех же параметрах разряда и степени предыонизации представлены на фиг. 2. Результаты наших расчетов показывают, что разряд в своем развитии проходит четыре характерные стадии.

На первой стадии ток разряда некоторое время растет из-за ионизационного усиления, а затем падает из-за конвективного выноса электронов из разрядного промежутка. Образующийся при этом положительный заряд ионов искажает электрическое поле, и $\langle \alpha d \rangle$ увеличивается. Отметим, что значение $\langle \alpha d \rangle$, установившееся после окончания первой стадии разряда, определяется не только величиной параметров $\alpha_0 d$ и κ , но и характером пространственного распределения плазмы, созданной предыонизацией. Увеличение концентрации плазмы у катода ведет к увеличению $\langle \alpha d \rangle$ вследствие того, что максимальное количество ионов образует электрон, стартующий от катода. В расчетах, где первичная плазма создавалась преимущественно у анода, наблюдалось значительное увеличение электрической прочности промежутка и времени запаздывания пробоя. Характерное время существования первой стадии разряда равно пролетному времени τ_0 .

На второй стадии разряда происходит дальнейшее накопление ионов в межэлектродном промежутке и увеличение $\langle \alpha d \rangle$ вследствие искажения электрического поля. Напряженность электрического поля монотонно спадает от катода к аноду, а максимум интенсивности ионизации газа продвигается к катоду. Электроны на этой стадии разряда образуются на катоде в основном за счет ион-электронной эмиссии. Для развития разряда необходимо превышение электронного тока через анод над ионным током через катод. Следовательно, значение $\langle \alpha d \rangle$ после окончания первой стадии разряда должно удовлетворять критерию Таунсенда $\gamma_i(\exp \langle \alpha d \rangle - 1) > 1$. При малых значениях $\langle \alpha d \rangle$ время существования второй стадии разряда дает значительный вклад в полное время развития разряда. Следует отметить, что наличие первых двух стадий характерно для разряда с относительно малым значением параметров $\alpha_0 d$ и κ . При увеличении



Ф и г. 2

этих параметров первая стадия разряда за время меньше пролетного непосредственно переходит в третью стадию.

На третьей стадии разряда происходит образование прикатодного слоя, поставляющего электроны в разрядный промежуток. Хорошо известно, что в катодном слое, занимающем при относительно больших токах разряда $(E_0/(4\pi en_p d) \ll 1)$ малую часть разрядного промежутка, резко возрастают плотность ионов и напряженность электрического поля. Благодаря этому на катодном слое выполняется условие самостоятельности разряда $\gamma_i \left(\exp \int_0^{x_k} \alpha(E) dx - 1 \right) = 1$, где x_k — длина катодного слоя.

Результаты наших расчетов показывают, что в период формирования катодного слоя значение $\langle \alpha d \rangle$ может намного превосходить $\langle \alpha d \rangle = \ln(1/\gamma_i + 1)$, необходимое для существования самостоятельного разряда. Поэтому на этой стадии разряда в принципе возможны формирование стримера и переход разряда из объемной стадии в искровую. Аналитический анализ развития разряда на третьей стадии представляется доста-

точно сложным, так как она проходит за времена, сравнимые с τ_0 , и характеризуется значительной неоднородностью электрического поля и плотности заряженных частиц. Исходя из результатов расчетов, дадим качественное описание процессов, происходящих на третьей стадии разряда.

В каждый момент времени межэлектродный промежуток можно условно разделить на три области. Ввиду сильной зависимости коэффициента ионизации от величины электрического поля эффективное размножение электронов происходит в первой области $x < x_*(t)$, где максимальна напряженность электрического поля. При этом интенсивность ионизации газа имеет максимум на границе первой области. Накопление ионов в области II ($x \sim x_*(t)$), приводит к уменьшению поля в окрестности $x_*(t)$ и увеличению поля у катода, т. е. граница первой области сдвигается к катоду. Прохождение волны ионизации сопровождается увеличением αd . В области III ($x > x_*(t)$) ионизация газа мала, поэтому плотность ионов остается неизменной, а плотность электронов определяется конвективным выносом из области I. Так как коэффициент размножения электронов в области I увеличивается со временем, то плотность электронов, поступающих из области I, начиная с некоторого времени превосходит плотность ионов, образованных в момент прохождения волны ионизации. Поэтому на третьей стадии напряженность поля в области III начинает увеличиваться, а в области II наблюдается минимум напряженности электрического поля. Увеличение поля приводит с определенного времени к интенсивной ионизации газа в области III. Вследствие увеличения проводимости газа напряженность электрического поля и плотность заряженных частиц в межэлектродном промежутке выравниваются. Значение $\langle \alpha d \rangle$ резко па-

дает, а значение $\langle \alpha x_K \rangle = \int_0^{x_K} \alpha dx$ на катодном слое ($x_K \ll d$) обеспечивает самостоятельность разряда. Характер зависимости $\langle \alpha d \rangle$ от времени на третьей стадии разряда определяется в основном напряженностью электрического поля и давлением газа. При увеличении κ и уменьшении λ максимальное значение $\langle \alpha d \rangle$ несколько уменьшается.

Из-за малой проводимости газа на первых трех стадиях напряжение на разряде при наших параметрах источников питания остается неизменным. Также незначительна роль процессов рекомбинации в балансе плотности заряженных частиц. Поэтому при $\lambda \gg d$ пространственно-временное распределение электрического поля и плотности заряженных частиц в переменных x/d и t/τ_i должно зависеть только от значения параметров E/p , $\alpha_0 d$, κ и постоянных γ_i , γ_ϕ , μ_i/μ_e . Пренебрегая рекомбинацией и считая напряжение на разряде постоянным, систему уравнений (1)–(4) в безразмерных переменных $n'_e = n_e d/N$, $n'_i = n_i d/N$, $z = (E_0 - E)/Bp$, $x' = x/d$, $\tau = t/\tau_i$ с аппроксимацией коэффициентов μ_{e1} , μ_i , α (5) можно при $\lambda \gg d$ представить в виде

$$\frac{\partial n'_e}{\partial \tau} + \alpha_0 d \frac{\partial}{\partial x'} (1 + \varepsilon z) n'_e = \exp\left(\frac{z}{1 + \varepsilon z}\right) n'_e (1 + \varepsilon z),$$

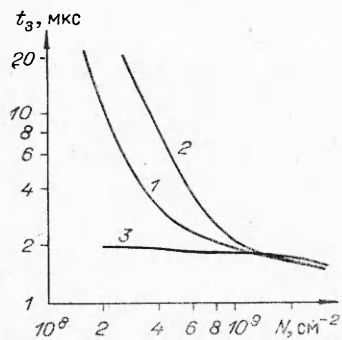
$$\frac{\partial n'_i}{\partial \tau} - \alpha_0 d \frac{\partial}{\partial x'} \frac{\mu_i}{\mu_e} (1 + \varepsilon z) n'_i = \exp\left(\frac{z}{1 + \varepsilon z}\right) n'_e (1 + \varepsilon z), \quad \frac{\partial z}{\partial x'} = \kappa_* (n'_e - n'_i)$$

с начальными и граничными условиями:

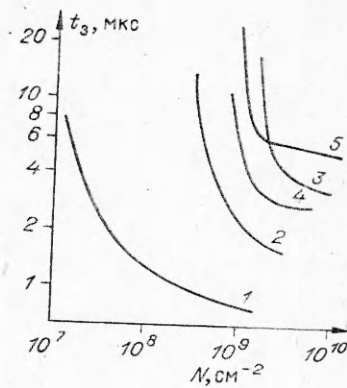
$$n'_e(\tau = 0) = n'_i(\tau = 0) = 1, \quad \int_0^1 z dx' = 0, \quad n'_i(x' = 1) = 0,$$

$$n'_e(x' = 0) = n'_i(x = 0) \gamma_i \frac{\mu_i}{\mu_e} + \frac{\gamma_\phi \alpha_0 d}{1 + \varepsilon z(x=0)} \int_0^1 \exp\left(\frac{z}{1 + \varepsilon z}\right) (1 + \varepsilon z) n'_e dx'.$$

При малых искажениях полей $\varepsilon z \ll 1$ ($\varepsilon = E_0/pB \sim 0,1-0,2$) определяющую роль в развитии разряда на первых трех стадиях должны играть



Ф и г. 3



Ф и г. 4

значения параметров $\alpha_0 d$ и $\kappa_* = 4\pi e N / B p$. Наши расчеты показали, что при одинаковых $\alpha_0 d$ и κ_* , но различных E_0/p зависимости $\langle \alpha d \rangle$ и тока разряда от времени отличаются на первых трех стадиях всего на $\sim 10\%$. Влияние величины параметра ϵ на развитие разряда может сказываться при малых $p d$, так как с уменьшением $p d$ при постоянном значении $\alpha_0 d$ значение ϵ увеличивается.

На четвертой стадии развитие разряда удовлетворительно описывается системой уравнений (6) без учета дивергентных членов. Хотя процесс формирования катодного слоя продолжается и на этой стадии разряда, катодное падение потенциала становится много меньше напряжения на электродах. Поскольку последняя стадия достаточно хорошо изучена, отметим лишь тот факт, что развитие разряда на этой стадии практически не зависит от κ . Время запаздывания максимума тока, связанного с падением напряжения на емкости, по отношению к окончанию третьей стадии разряда пропорционально τ_i .

Полное время развития разряда t_3 определяем как время запаздывания максимума тока, а время образования катодного слоя — как время запаздывания максимума $\langle \alpha d \rangle$. Зависимость времени развития разряда t_3 от N при $E/p = 0,27$ В/см/Па, $p = 2,03 \cdot 10^4$ Па, $d = 5,6$ см изображена на фиг. 3 (кривая 2 — $\lambda = 1$ см, 1 — $\lambda \gg 1$). Там же показана зависимость t_3 от N при расчете разряда по системе уравнений (6). При $N \geq 10^9$ см $^{-2}$ время образования катодного слоя вносит малый вклад в t_3 и полное время формирования разряда приблизительно совпадает для всех трех случаев. Зависимости времени развития разряда от N при $d = 5,6$ см, $\lambda \gg d$ и различных p , E/p приведены на фиг. 4 ($1 - p = 2,03 \cdot 10^4$ Па, $E/p = 0,3$ В/см/Па; $2 - p = 2,03 \cdot 10^4$ Па, $E/p = 0,27$ В/см/Па; $3 - p = 2,03 \cdot 10^4$ Па, $E/p = 0,24$ В/см/Па; $4 - p = 1,01 \cdot 10^4$ Па, $E/p = 0,27$ В/см/Па; $5 - p = 0,5 \cdot 10^4$ Па, $E/p = 0,27$ В/см/Па. Характерной особенностью представленных графиков, особенно при малых p и E/p , является существование некоторого N_* . При $N \geq N_*$ время развития разряда слабо зависит от N , а при $N \leq N_*$ уменьшение N приводит к резкому увеличению t_3 . Аналогичное поведение зависимости времени развития разряда от N наблюдалось при теоретическом и экспериментальном исследовании разряда в воздухе при $E < E_{ст}$ [10].

Рассмотрим вопрос о возможности шнуrowания разряда на начальной стадии при $\alpha_0 d \leq 20$. Необходимые условия для зажигания однородного разряда при $\alpha_0 d \geq 20$ исследовались в работах [2—4]. Поскольку шнуrowание разряда — процесс существенно трехмерный, то использование одномерной модели разряда позволяет дать только качественные соображения о механизме перехода разряда из объемной стадии в искровую.

В стримерной модели возникновения искрового пробоя газа электрон, стартующий от катода, должен образовать лавину с полным числом частиц $N_s \sim 10^8$ [12, 13]. Процесс развития лавины из одиночного электрона

запишем в виде

$$\partial P/\partial t + v_e \partial P/\partial x = \alpha |v_e|, \quad P|_{x=0} = 0,$$

где P — коэффициент размножения в единичной лавине; e^P — число частиц в лавине. В последнем уравнении напряженность электрического поля определялась из расчетов одномерного разряда. Стримерный пробой газа возможен при $P_{\max} \sim \ln N_s \sim 20$. Необходимым условием квазистримерного пробоя газа при $P_{\max} \geq 20$ является перекрытие соседних электрических лавин [2, 3]. Используя диффузионную теорию [12], радиус головки стримера r_s можно оценить по формуле $r_s = \sqrt{6Dl_s/v_e}$, где D — коэффициент диффузии. Тогда соседние лавины перекрываются, если $(n_e/N_s)\pi r_s^2 l_s > 1$ [3]. Здесь n_e — плотность электронов на расстоянии l_s от катода, где выполняется условие $P(l_s) \geq 20$. Зависимость P_{\max} (кривая 4) от времени при $E/p = 0,3$ В/см/Па, $p = 2,03 \cdot 10^4$ Па, $d = 5,6$ см, $\lambda \gg d$, $N = 2,5 \cdot 10^7$ см⁻² приведена на фиг. 1. Критерий возможности образования стримера $P_{\max} \geq 20$ выполняется при $t = 2800$ нс, но плотность электронов на этих временах удовлетворяет условию перекрытия соседних лавин. Необходимо отметить, что развитие стримера при $E < E_{\text{ст}}$ в объеме разряда затруднено, так как условие $P_{\max} \geq 20$ достигается только при больших искажениях поля, т. е. при большой концентрации заряженных частиц. Однако при $P_{\max} \geq 20$ стримерный пробой может произойти на границе разряда, где плотность электронов существенно ниже. Остается неясным вопрос о времени перехода стримера в искровой канал, который может шунтировать объемный разряд. С уменьшением E/p и pd значение P_{\max} уменьшается и возникновение стримера невозможно.

Если время образования катодного слоя сильно зависит от концентрации плазмы, то шнурование разряда может происходить вследствие пространственной неоднородности плазмы, созданной предьонизацией. Так как характерное время нарастания тока на четвертой стадии разряда равно τ_i , то развитие разряда в отдельном шнуре может опередить развитие разряда в объеме при $\Delta t_3 > \tau_i$. Здесь Δt_3 — флуктуация во времени запаздывания разряда, обусловленная флуктуацией начальной концентрации плазмы ΔN . Оставаясь в рамках одномерной модели, можно выразить $\Delta t_3 \sim (\partial t_3/\partial N)\Delta N$ и условие однородного пробоя промежутка записать в виде

$$(7) \quad \frac{\Delta N}{N} \frac{t_3}{\tau_i} \frac{\partial \ln t_3}{\partial \ln N} \leq 1.$$

Так как время формирования разряда сильно зависит от степени предьонизации при $N \leq N_*$, то шнурование разряда возможно при $N < N_*$. Например, при $\Delta N/N \sim 0,1$ условие (7) не выполняется для $E/p = 0,27$ В/см/Па, $p = 2,03 \cdot 10^4$ Па, $d = 5,6$ см, если $N \leq 8 \cdot 10^8$ см⁻². Величина N_* сильно зависит от E/p . Это хорошо согласуется с тем, что в экспериментах [4, 14, 15] нижняя граница по напряжению, необходимому для однородного пробоя газа, практически не зависит от N . С уменьшением давления газа значение N_* слабо меняется, а область, в которой возможно шнурование разряда, сокращается (см. фиг. 4). Поэтому, исходя из предложенной модели шнурования разряда, можно предположить, что при малых давлениях газа либо происходит однородный пробой, либо разряд вообще не формируется. С увеличением давления газа и значения $\alpha_0 d$ искровой пробой газа возможен в широком диапазоне изменения N .

Авторы выражают благодарность А. В. Мелехову, А. М. Оришчу, В. В. Радченко за плодотворное обсуждение результатов данной работы.

Поступила 13 V 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Велихов Е. П., Письменный В. Д., Рахимов А. Т. Несамостоятельный газовый разряд, возбуждающий непрерывные CO₂-лазеры. — УФН, 1977, т. 122, вып. 3.
2. Palmer J. A physical model on the initiation of atmospheric pressure glow discharges. — Appl. Phys. Lett., 1974, vol. 25, p. 138.

3. Оришич А. М., Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И. Об эффективности электроразрядных лазерных систем на CO_2 .— В кн.: Газовые лазеры. Новосибирск: Наука, 1977.
4. Карюшин В. П., Малов А. Н., Солоухин Р. И. О влиянии условий предьонизации на развитие однородного разряда в газах.— Квант. электроника, 1978, т. 5, № 3.
5. Koppitz J., Stuhm K. Experiment on plane overvoltage discharges in N_2 and comparison with calculation.— Appl. Phys., 1977, vol. 12, N 1.
6. Kline L. E., Denes L. J. Investigation of glow discharge formation with volume preionization.— J. Appl. Phys., 1975, vol. 46, N 4.
7. Баранов В. Ю., Петрушевич Ю. В. и др. Теоретическое и экспериментальное исследование импульсного разряда в газах.— Квант. электроника, 1979, т. 6, № 12.
8. Феоктистов В. А. Об электрической прочности и электропроводности объемного разряда при наличии внешней ионизации.— ПМТФ, 1977, № 5.
9. Чехунов Е. В., Захаров В. В. Разряд с предьонизацией в узком межэлектродном промежутке.— ЖТФ, 1978, т. 48, вып. 9.
10. Sato N., Sakamoto S. Undervoltage breakdown between parallel plates in air.— J. Phys. D: Appl. Phys., 1979, vol. 12, p. 875.
11. Грановский В. Л. Электрический ток в газах. Установившийся ток. М.: Наука, 1971.
12. Лозанский Э. Д. Развитие электронных лавин и стримеров.— УФН, 1975, т. 5, № 3.
13. Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М.: Наука, 1968.
14. Оришич А. М., Пономаренко А. Г., Солоухин Р. И. О предельных энергетических характеристиках импульсных ТЕА-лазеров на CO_2 .— ПМТФ, 1975, № 1.
15. Рубинов Ю. А., Мазуренко Ю. Т. Об условиях получения однородного самостоятельного разряда в CO_2 -лазерах высокого давления.— ЖТФ, 1979, т. 49, вып. 2.

УДК 532.584 : 537.24

ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ АЭРОЗОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ ДВИЖЕНИИ В ОДНОМЕРНОМ КОРОННОМ РАЗРЯДЕ

Н. Л. Васильева, Л. Т. Черный
(Москва)

В приближении электрогидродинамики [1, 2] рассматривается электризация дисперсных частиц аэрозоля при движении последнего через область одномерного униполярного коронного разряда. Задача о таком разряде в неподвижном газе решена в [3], а при движении газа с постоянной скоростью — в [4]. Численное исследование на ЭВМ задачи об одномерном коронном разряде в аэрозоле и зарядке его частиц в случае, когда аэрозоль движется в направлении движения ионов, проведено в [4], где учитывается также влияние зарядки аэрозольных частиц на коронный разряд.

В данной работе рассматриваются случаи, когда аэрозоль движется в направлении движения ионов или навстречу им, а аэрозольные частицы не влияют на коронный разряд. В этой постановке найдено точное аналитическое решение задачи о зарядке частиц, проведено его исследование и получены простые асимптотические выражения для зависимости заряда частиц от местного значения напряженности электрического поля и скорости аэрозоля.

1. Рассмотрим одномерное стационарное течение аэрозоля, состоящего из газа и первоначально не заряженных жидких дисперсных частиц, через область униполярного коронного разряда между двумя плоскими сетками-электродами, расположенными перпендикулярно потоку. Для определенности предположим, что электрод-коллектор заземлен (его потенциал примем за нуль), а на электроде-эмиттере для создания коронного разряда установлена система игл, начинающих коронировать при потенциале эмиттера Φ_0 . Пусть расстояние L между коллектором и эмиттером достаточно велико и неоднородностью электрического поля у сеток-электродов можно пренебречь. Выберем декартову систему координат x, y, z так, чтобы эмиттер и коллектор лежали в плоскостях $x = 0$ и $x = L$. Ограничимся случаем, когда влияние электрического поля на движение газа и аэрозольных частиц мало. Для этого достаточно выполнения неравенств

$$|qE|L/\rho u^2 \ll 1, \quad qbE^2L/(\rho c_V T|u|) \ll 1, \\ \min(|QE|/(6\pi\mu a|u|), |QE|L/mu^2) \ll 1,$$