

ЛИТЕРАТУРА

1. Диденко А. Н., Протасевич Е. Т., Тихомиров В. В. Прохождение сильноточных электронных пучков через плазму при низком давлении // Письма в ЖТФ.— 1975.— Т. 1, вып. 15.
2. Митин Р. В., Валужин В. С. Пороговый режим емкостного высокочастотного газового разряда // ТВТ.— 1984.— Т. 22, № 1.
3. Протасевич Е. Т. Источник неравновесной плазмы низкого давления // ПТЭ.— 1986.— № 5.

Поступила 16/VI 1987 г.

УДК 537,523

ВЛИЯНИЕ НАГРЕВА ГАЗА НА РАЗВИТИЕ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ

В. М. Фомин, В. А. Швейгерт, И. В. Швейгерт

(Новосибирск)

В газоразрядных системах высокого давления джоулев нагрев газа изменяет интегральные величины разряда, плотность тока и катодное падение напряжения. В катодном темном пространстве (КТП) самостоятельного тлеющего разряда напряженность электрического поля на несколько порядков больше, чем в положительном столбе, поэтому быстрые ионы путем перезарядки на атомах нагревают газ в основном в тонком слое, прилегающем к катоду. В газоразрядных трубках неравномерный вклад энергии по разрядному промежутку вызывает продольное движение газа и образование ударных волн (УВ), интенсивность которых определяется скоростью энерговыклада. В области малых полей газ греется слабо, так как температура ионов близка к температуре газа, а передача энергии от электронов к атомам затруднена из-за большой разницы в массах.

Аналитическое рассмотрение возмущений в лазерной среде проведено в [1] в акустическом приближении. В [2] полученные интерферограммы ясно показывают распространение УВ от катода через активную лазерную среду. Там же сделана оценка нагрева газа по измеренной скорости распространения волны. Несамостоятельный тлеющий разряд описывается в [3] на основе численного решения газодинамических уравнений в стационарном случае, а также в изобарическом приближении. В настоящей работе проведен самосогласованный расчет нестационарной системы газодинамических уравнений для теплопроводного газа и уравнений, описывающих газовый разряд в дрейфовом приближении (ДП). Прослеживаются эволюция тлеющего разряда в неоне, нагрев газа, образование и распространение УВ, а также изменение катодного падения U_K и тока разряда j .

При описании газового разряда высокого давления учитывались процессы ионизации, рекомбинации, рождение вторичных электронов на катоде за счет ионно-электронной эмиссии и фотоэмиссии. Система уравнений включает уравнение переноса для электронов и ионов и уравнение Пуассона для электрического поля

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (v_e + v) n_e &= \alpha v_e n_e - \beta n_i n_e, \quad v_e = \mu_e E, \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (-v_i + v) n_i &= \alpha v_e n_e - \beta n_i n_e, \quad v_i = \mu_i E, \\ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} &= 4\pi e (n_e - n_i), \quad E = \frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad U_p = U_0 - jR, \quad j = \sigma E \end{aligned}$$

с начальными и граничными условиями

$$n_e(z, 0) = n_i(z, 0) = n_0, \quad U_p(t=0) = U_0,$$

$$v_e n_e(0, t) = \gamma_i n_i v_i + \gamma_{ph} \int_0^d \alpha v_e n_e dz, \quad n_i(d, t) = 0, \quad \varphi(0, t) = 0, \quad \varphi(d, t) = U_p.$$

Здесь и ниже координаты катода $z = 0$, анода $z = d$; d_K — ширина КТП; v — скорость движения газа; n_e и n_i — концентрации; μ_e и μ_i — подвижности электронов и ионов; β — коэффициент рекомбинации; φ — потен-

циал; U_0 — начальное напряжение; γ_i , γ_{ph} — коэффициенты ионно-электронной эмиссии и фотоэмиссии; n_0 — начальное значение концентрации плазмы, созданной предьонизацией; U_p — напряжение на электродах. В качестве источника питания рассматривается линия с внутренним сопротивлением R , площадь электродов 1 см^2 . Аналитические аппроксимации коэффициента ударной ионизации α и скоростей дрейфа электронов v_e и ионов v_i взяты из [4]. Предполагается локальная зависимость α , v_e , v_i от напряженности электрического поля. Запишем систему газодинамических уравнений в виде

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial g}{\partial z}, \quad g = p + \frac{\partial v}{\partial z}, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \rho v = 0,$$

$$\frac{d}{dt} \left(\varepsilon + \frac{v^2}{2} \right) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho v) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \kappa \frac{\partial T}{\partial z} + \sigma E^2, \quad p = \rho \varepsilon (\gamma - 1)$$

с начальными и граничными условиями

$$\rho(z, 0) = \rho_0, \quad T(z, 0) = T_0, \quad v(z, 0) = 0,$$

$$v(0, t) = v(d, t) = 0, \quad T(0, t) = T(d, t) = T_0,$$

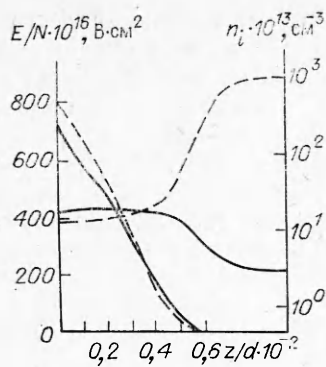
где σ — проводимость; ε — внутренняя энергия газа; κ — коэффициент теплопроводности; ρ , T — плотность и температура газа.

Проводились расчеты газовых разрядов, горящих в аномальных режимах в неоне. На рис. 1—5 представлены результаты расчетов $j_0 = 200 \text{ А/см}^2$, $R = 8,56 \text{ Ом}$ — сильноаномальный режим, $j_0 = 10 \text{ А/см}^2$, $R = 260 \text{ Ом}$ — слабоаномальный при $T_0 = 300 \text{ К}$, $p = 10^3 \text{ Па}$, $n_0 = 10^8 \text{ см}^{-3}$, $\gamma_i = 0,1$, $\gamma_{ph} = 0,001$, $U_0 = 3,1 \text{ кВ}$, $p_0 d = 10^4 \text{ Па} \cdot \text{см}$.

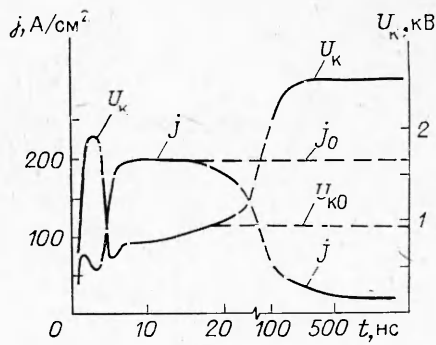
Известно [5, 6], что предположение о локальной зависимости коэффициента ударной ионизации и скорости дрейфа электронов от напряженности электрического поля является грубым для описания структуры разряда. ДП, используемое для описания электронов в аномальном тлеющем разряде, не дает даже качественной картины катодной области. Так как при больших плотностях тока ширина КТП становится сравнимой с длиной свободного пробега электронов, то максимум скорости ионизации газа электронным ударом располагается в области малых электрических полей. Для описания движения электронов с энергией, большей энергии нижнего возбужденного состояния, необходим кинетический подход [6].

В данной работе тлеющий самостоятельный разряд высокого давления моделировался ДП как более простым по сравнению с кинетическим. Для анализа применимости ДП с целью описания динамики интегральных величин, связанных с джоулевым нагревом газа, были рассчитаны профили величин E и n_i , определяющих скорость энерговыклада с помощью двух подходов: кинетического (на основе метода Монте-Карло) и дрейфового. На рис. 1 показано распределение концентрации ионов и приведенного электрического поля для сильноаномального случая без учета нагрева газа (штриховые линии — кинетическая модель, сплошные — дрейфовая). При $z > d_k$ концентрации ионов сильно различаются. Это объясняется тем, что в ДП ионизация происходит только в КТП. В действительности максимум скорости ионизации в аномальном режиме расположен в ОТС. Но в отрицательном тлеющем свечении электрическая энергия ионов мала, так как мало поле E и газ не греется. Поэтому температурные поля в обоих случаях будут близки.

Подробное рассмотрение зажигания тлеющего разряда без учета нагрева газа проводилось в [7, 8]. На рис. 2 представлены интегральные характеристики U_k и j разряда, горящего в сильноаномальном режиме (штриховые линии — изменения параметров без учета газодинамических процессов, сплошные — с учетом). На временах $t_{\phi} \sim 5 \text{ нс}$ интегральные характеристики резко меняются, происходит формирование разряда. Это время сравнимо с временем пролета ионов через катодный слой. На начальной стадии развития, пока ионы не достигли катода, основным процессом на катоде является фотоэмиссия $\gamma_{ph} \alpha d \ll \gamma_i$ и число вторичных



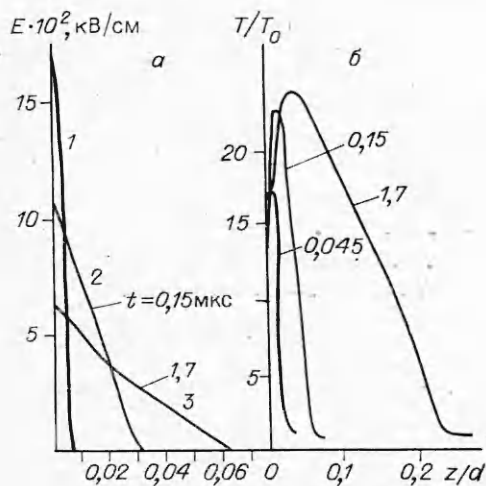
Р и с. 1



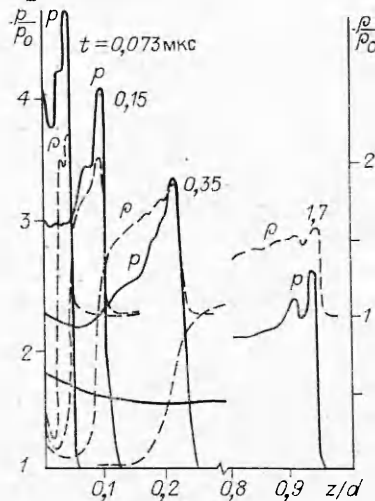
Р и с. 2

электронов мало. Это ведет к увеличению катодного слоя и катодного падения напряжения и уменьшению тока разряда. Когда ионы, рожденные ударной ионизацией газа, достигают катода, число вторичных электронов возрастает, d_k и U_k уменьшаются, а ток увеличивается. Поскольку $t_{\Phi} \ll t = d_k/c_0$ ($c_0 = 433$ м/с — скорость звука в невозмущенном газе), движение среды не успевает сказываться на интегральных характеристиках разряда. В течение 20 нс газ у катода нагревается изохорически. Затем в КТП происходит распад разрыва и в сторону анода бежит УВ, а к катоду распространяется волна разрежения. Происходит конвективный вынос тепла из катодной области. С уменьшением плотности газа падает частота ионизации. Электрическое поле в КТП перестраивается для поддержания горения самостоятельного разряда. В массовых координатах распределение E практически не меняется. Граница между областью больших и малых электрических полей $z = d_k$ движется за УВ вместе с газом, ширина КТП растет. На рис. 3, а приведено распределение поля E в КТП (1 — без учета, 2, 3 — с учетом газодинамики), б — температурные профили в различные моменты времени для $j_0 = 200$ А/см².

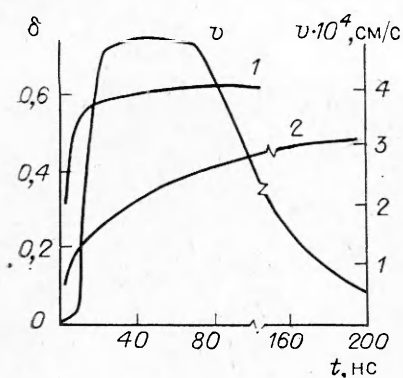
При $t \sim 150$ нс УВ уходит достаточно далеко и давление у катода выравнивается (рис. 4), скорость газа падает (рис. 5). На рис. 4 показаны профили давления (сплошные линии) и плотности (штриховые) за фронтом УВ в различные моменты времени. На рис. 5 даны скорость газа в точке $z = d_k$ и доля тепла δ , выносимого теплопроводностью на катод, в сильноаномальном 1 и слабоаномальном 2 случаях. Газ у катода разрежен, поэтому необходимо более высокое катодное падение для выполнения условия существования разряда (см. рис. 1). Уменьшилось падение напряжения на положительном столбе, и ток разряда упал.



Р и с. 3



Р и с. 4



Р и с. 5

В течение 20 нс газодинамические эффекты не проявляются и температура газа у катода поднимается до 4500 К. В дальнейшем время установления распределения температуры связано с установлением скорости газа в КТП. Это время для сильноаномального режима $t \sim 150$ нс, в течение которого газ нагревается до 9000 К. В слабоаномальном режиме, где скорость энерговклада меньше, газ нагревается до 1500 К. На больших временах энерговклад в поступательные степени свободы атомов газа узкой прикатодной зоны сравнивается с тепловыми потоками на катод и в газ положительного столба. Профиль температуры примерно симметричен (см. рис. 3, б), и потоки тепла близки. Дальнейшая скорость роста температуры в КТП определяется временем нагрева газа во всем разрядном промежутке. Количество тепла, выносимого теплопроводностью на катод, увеличивается и $\delta \rightarrow 1$.

Отметим, что расчеты проведены для малого межэлектродного промежутка, что продиктовано экономией машинного времени (расчетный вариант требует ~ 2 ч). Это не уменьшает общности полученных выводов о влиянии нагрева газа на характеристики разряда с любым межэлектродным зазором. Пока горит разряд, область газа у катода служит источником возмущений и амплитуда волны слабо меняется. В расчетном сильноаномальном режиме число Маха $M = 2$ ($M = D/c_0$, D — скорость фронта УВ), при $t = 1,5$ мкс $M = 1,4$. Затухание УВ при движении по распадающейся плазме усилится. Давление за фронтом УВ будет падать пропорционально $z^{-1/2}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Culick F. E., Shen P. I., Griffine W. S. Acoustic waves and heating due to molecular energy transfer in an electric discharge CO laser // IEEE J. Quant. Elect.— 1976.— V. 12.— P. 566.
2. Clark W. M. Optic homogeneity of ultraviolet-predionized CO₂ laser discharge // Appl. Optic.— 1974.— V. 13, N 9.
3. Лобанов А. И., Лондер Я. М. и др. Динамика катодного слоя несамостоятельного тлеющего разряда // ЖТФ.— 1982.— Т. 52, вып. 10.
4. Ward A. L. Calculation of cathode-fall characteristics // Appl. Phys.— 1962.— V. 9.— P. 2789.
5. Pringle D. H., Farvis W. E. J. Electron groups in the helium negative glow // Phys. Rev.— 1954.— V. 96.— P. 536.
6. Швейгерт В. А., Швейгерт И. В. Катодная область тлеющего разряда в инертных газах // Мощные СО₂-лазеры для плазменных экспериментов и технологий.— Новосибирск, 1986.
7. Бронин С. Я., Колобов В. М. и др. О нормальной плотности тока в несамостоятельном тлеющем разряде // ТВТ.— 1980.— Т. 18, № 1.
8. Захаров В. В., Карпиков А. А., Чехунов Е. В. Объемный газовый разряд в азоте со стационарной внешней ионизацией // ЖТФ.— 1976.— Т. 46, вып. 9.

Поступила 10/VII 1987 г.