

ЭЛЕКТРОННАЯ ЭНЕРГИЯ И КОНЦЕНТРАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ИМПУЛЬСНОЙ ПЛАЗМЕ АЗОТНОГО МОЛЕКУЛЯРНОГО ЛАЗЕРА

И. Н. Князев

В наших предыдущих работах [1-4] экспериментально установлено, что в определенных условиях развитие высоковольтного импульсного разряда в рабочих трубках лазеров происходит в виде последовательности сменяющих друг друга стадий. Сначала вдоль трубки устанавливается продольное электрическое поле, затем образуется сравнительно слаботочный (~ 1 а/см²) разряд типа тлеющего и, наконец, после короткой переходной фазы, сопровождающейся появлением быстрых волн потенциала и свечения, начинается развитие сильноточной фазы разряда, в которой и осуществляется заселение энергетических состояний и образование инверсной заселенности. Наиболее подробно изучен начальный участок сильноточной фазы, характеризующийся слабой степенью ионизации и примерно постоянной во времени средней энергией электронов ϵ . В настоящей работе исследуется изменение энергии ϵ и концентрации n_e электронов в азоте во всем интервале импульса тока.

Разряд в молекулярном азоте ($p = 0,8$ мм рт. ст.) возбуждался в трубке $\varnothing 1,5$ см с расстоянием между электродами из торированного вольфрама 2,3 м с помощью емкости 0,12 мкф, заряженной до напряжения 13,5 кв. Концентрация электронов по оси разрядной трубки измерялась интерферометрическим методом с использованием неон-гелиевого лазера ($\lambda = 0,63$ мк).

Ток определялся с помощью сопротивления 0,01 ом, включенного последовательно с разрядной трубкой. Подробности измерений см. в /3/.

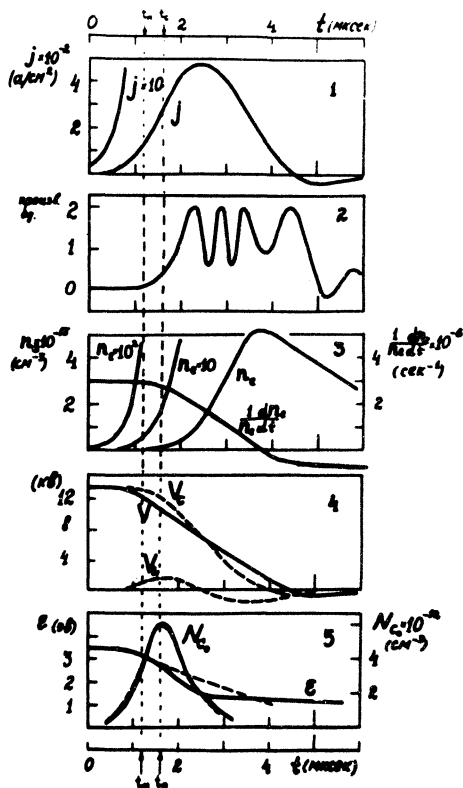
Результаты экспериментов приведены на рис. 1. Развитие разряда для $t \lesssim 1,2$ мксек, т.е. примерно до момента максимальной инверсии $t_{\text{ин}}$ происходит в соответствии с моделью плазмы, рассмотренной в /3/. Согласно этой модели концентрация электронов и ток увеличиваются во времени экспоненциально с показателем экспоненты γ , равным скорости ионизации $\gamma = N_0 \langle \sigma_{01} v \rangle = \alpha v_{\text{др}}$ (α - коэффициент ионизации Таунсенда, $v_{\text{др}}$ - скорость дрейфа электронов), а градиент электрического поля E в трубке и энергия электронов постоянны во времени. В уравнениях проводимости и баланса энергии электронов

$$j = \frac{e^2 n_e E}{m_e \vartheta_{\text{эфф}}}, \quad (1)$$

$$\frac{d(\mathcal{E} n_e)}{dt} = jE - \sigma_{\text{эфф}} \vartheta_{\text{эфф}} \mathcal{E} n_e, \quad (2)$$

ролью кулоновых соударений пренебрегается. В данном случае это справедливо при $n_e \lesssim 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ т.е. до момента $t \lesssim 1,5$ мксек. Приведенные на рисунке зависимости $n_e(t)$ и $\mathcal{E}(t)$ в этом временном интервале определялись с помощью соотношений (1), (2) с $\vartheta_{\text{эфф}} = N_0 \langle \sigma_{e0} v \rangle$. Коэффициенты $\langle \sigma_{e0} v \rangle$ и $\sigma_{\text{эфф}}$, характеризующие столкновения электронов с нейтральными молекулами и среднюю относительную долю энергии, теряемую электронами при соударениях с молекулами, определялись исходя из данных работы /5/.

Скорость нарастания концентрации электронов $(1/n_e)(dn_e/dt)$ находилась путем графического дифференцирования кривой $n_e(t)$. Величина $(1/n_e)(dn_e/dt) \approx 3 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1}$ в начальные моменты времени в соответствии с принятой моделью плазмы примерно равна $\gamma = \alpha v_{\text{др}}$ в поле E (данные о параметрах α и $v_{\text{др}}$ приведены



Р и с. 1. Изменение во времени плотности тока j , концентрации электронов ne , $(1/ne)(dne/dt)$, напря-

жения на трубке $V = V_C - V_H = \int_0^t \frac{J(t)}{C} dt - L \frac{dJ}{dt}$ ($L =$

$\approx 2,6$ мкги), и электронной энергии ϵ , 2-осциллограмма биений на выходе интерферометра, N_{Co} - абсолютная заселенность колебательного уровня $v = 0$ $C^3\pi_g$ - состояния N_2 (сплошная кривая - эксперимент, пунктирная - расчетные данные, нормированные в максимуме на экспериментальную кривую).

в /6,7/). Время жизни электронов из-за амбиполярной диффузии на стенки при диффузионном начальном распределении электронов по сечению разрядной трубки $\tau_g \approx (1/D_a)(r/2,4)^2 \approx 2 \cdot 10^{-5}$ сек /8/ много больше характерного времени нарастания концентрации электронов $\tau_H = 1/\gamma \approx 3 \cdot 10^{-7}$ сек. Поэтому диффузионные потери заряженных частиц пренебрежимо малы. Изменение электронной энергии во времени при $t \ll 1,5$ мксек определяются постепенным спадом электрического поля в разряде. Поле примерно постоянно для $t \ll 1$ мксек, а затем начинает уменьшаться.

При 1,7 мксек $\ll t \ll 2,5$ мксек спад энергии электронов происходит быстрее, чем это можно было бы ожидать исходя из уменьшения электрического поля (рис. 1., сплошная и пунктирная кривая 5). В этом интервале времени концентрация электронов определялась по осциллограмме биений 2 (рис.1) на выходе интерферометра, а электронная энергия - из уравнения (1) с $\vartheta_{эфф}(\epsilon) = N_0 \langle \sigma_{e0} v \rangle + n_1 \langle \sigma_{e1} v \rangle$ (концентрация ионов $n_1 \approx n_e$, $\langle \sigma_{e1} v \rangle \approx 2,5 \cdot 10^{-5} \epsilon^{-\frac{1}{2}}$ см³ сек⁻¹, ϵ в эв). Если в начале указанного интервала времени частота электрон-ионных соударений примерно на порядок меньше частоты соударений электронной с нейтральными молекулами, то к концу этого интервала ($t \sim 2,5$ мксек) степень ионизации достигает примерно 20%, а проводимость определяется уже почти целиком кулоновскими соударениями электронов с ионами. По сравнению с началом разряда электронная энергия падает примерно в 2,5 раза.

Наблюдающийся резкий спад энергии электронов можно связать с уменьшением электрической энергии, вводимой в плазму в расчете на один электрон $w = e^2 E^2 / m_e \vartheta_{эфф}$. Величина $\vartheta_{эфф}$ при быстром увеличении концентрации электронов остается постоянной ($\vartheta_{эфф} \approx N_0 \langle \sigma_{e0} v \rangle$) лишь до тех пор, пока можно пренебречь ролью электрон-ионных соударений. По мере нарастания n_e величина $\vartheta_{эфф}$ из-за возрастания

частоты кулоновских соударений электронов с ионами быстро увеличивается, что приводит к уменьшению энергии w , получаемой электроном. Относительные потери электронной энергии остаются при этом на прежнем уровне, поскольку состав газа изменяется в целом незначительно ($\sim 10 \div 20\%$). Поэтому энергия электронов ε падает. В дальнейшем, как это видно из рисунка, энергия электронов остается примерно постоянной.

Для проверки полученных зависимостей $n_e(t)$ и $\varepsilon(t)$ проведен расчет временного хода относительной заселенности состояния $C^3\Pi_g$, $v = 0$ (кривая 5, пунктир). При этом учитывалось электронное возбуждение с основного состояния ($N_0 = \text{const}$), и радиационный распад с вероятностью $A_{C_0} \cong 5 \cdot 10^7 \text{ сек}^{-1}$, $N_{C_0} \cong N_0 \langle \sigma_{X_0 C_0} v \rangle / A_{C_0} + \nu_e(t)$. Принятая модель заселения C-состояния выполняется примерно до момента времени $t \leq 2,5 \text{ мксек}$, $n_e \leq 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Как видно из рисунка, при соответствующей нормировке расчетная кривая совпадает с экспериментальной.

Спад электронной энергии должен приводить к уменьшению скорости возбуждения лазерных уровней. Для лазера на первой положительной системе полос N_2 этот спад учитывался в [3] по скорости заселения $C^3\Pi_g$ -состояния. Здесь представляет интерес провести сравнение с действием тушащих электронных соударений, являющихся основным процессом, приводящим к срыву инверсии в лазере. В условиях данного эксперимента скорость нарастания заселенности верхнего рабочего состояния лазера dN_B/dt уменьшается из-за спада энергии электронов по сравнению со случаем постоянной электронной энергии в 1,1 раза к моменту t_M и в 1,7 раза к моменту срыва инверсии t_C . Это составляет не больше 20% от наблюдающегося в экспериментах уменьшения dN_B/dt (к моменту t_M dN_B/dt уменьшается в 3,5 раза, а к моменту t_C - до нуля).

Следует отметить, что спад энергии электронов сам по себе, без тушащих электронных соударений или радиационного распада, не может привести к уменьшению заселенности верхнего рабочего состояния и заполнению нижнего состояния, а следовательно, и к срыву инверсии.

Данные наших экспериментов /3/ использованы в /9/ для определения зависимостей $s(t)$ и $n_e(t)$. Вместо ступенчатого спада ϵ , описанного выше, в /9/ получен монотонный спад энергии электронов. Концентрация электронов по сравнению с приведенными выше цифрами занижена в /9/ примерно на два порядка. Указанные различия связаны, повидимому, с тем, что в /9/ не проведен учет электронно-ионных столкновений и ступенчатой ионизации, а для начального участка разряда использовалась несколько деформированная кривая импульса тока. Бесконечно большие диффузионные потери в начале разряда связаны с выбором прямоугольного начального распределения электронов по сечению трубки.

Постепенное понижение электрического поля в плазме из-за разрядки емкости и увеличения индуктивного падения напряжения приводит к нежелательному спаду электронной энергии. Для лазера на системе 1^+ полос N_2 и некоторых других лазеров этот спад можно сделать пренебрежимо малым путем увеличения емкости и уменьшения индуктивности системы возбуждения. Уменьшение энергии электронов из-за электрон-ионных соударений, о котором говорилось выше, возникает при сравнительно низком давлении газа p . Для лазера на системе 1^+ полос N_2 при $E/p \leq 200$ в/см мм рт. ст. и $p \geq 0,5+1$ мм рт. ст. это уменьшение начинается уже после срыва инверсии.

Поступила в редакцию 27 августа 1970 г.

После переработки 25 декабря 1970 г.

Л и т е р а т у р а

1. И. Н. Князев. Электронная техника, сер. 3, газоразрядные приборы, № 2, 1967 г.
2. И. Н. Князев. Доклад на 1-й Всесоюзной конференции по низкотемпературной плазме, г. Киев, 1966 г. ЖТФ, 37, 2118 (1967).
3. И. Н. Князев. Канд. диссертация, ФИАН, 1968 г.
4. I. N. Knyazev. 9th International conference on phenomena in ionized gases. Contributed papers, p. 252. Bucharest, 1969.
5. A. G. Engelhardt, A. V. Phelps, C. G. Risk. Phys. Rev., 135, A 1566 (1964).
6. M. A. Harrison. Phys. Rev., 105, 366 (1957)
7. L. Frommhold. Zs. f. Phys., 160, 554, (1960)
8. В. Л. Грановский. "Электрический ток в газе". ГИТТЛ, М-Л, 1952 г.
9. Л. Н. Туницкий, Е. М. Черкасов. Краткие сообщения по физике, № 2, 9 (1970).