

О НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ФОРМИРОВАНИЯ СТРИМЕРНОГО ПРОБОЯ ГАЗОВ

А.П. Бройтман, О.А. Омаров, С.А. Решетняк, А.А. Рухадзе

УДК 537.52

Аналитически рассмотрена динамика развития тепловой флуктуации электронов в лавину ионизации в слабоионизованном газе. Получены распределения плотностей электронов N_e , ионов N_i , возбужденных частиц и поля разделения зарядов \mathcal{E}_1 . Сделана оценка времени t_p перехода лавины в плазменное состояние.

Стримерной стадии пробоя газов посвящено большое число как экспериментальных, так и теоретических работ. Однако единой сложившейся точки зрения на формирование стримера пока не существует. В [1,2] экспериментально отмечен факт перехода лавины ионизации в плазменное состояние еще до ее перехода в стример. В [3] теоретически найдены пороговые условия, при которых пробой приобретает плазменный характер, что численно подтверждено в [4]. Исходя из того, что переход лавины в плазменное состояние является определяющим для формирования стримерного пробоя газов, в [5] был предложен его конкретный механизм.

В настоящем сообщении развивается плазменная модель стримерного пробоя газов [1-5]. В отличие от [3,4], лавина ионизации рассматривается на фоне предварительно слабо ионизованного атомарного газа. Предполагается, что лавина возникает из-за тепловой флуктуации плотности электронов фона. Принимается во внимание существенная роль возбужденных частиц в процессе развития стримера. В частности, на начальной стадии потери энергии на возбуждение превышают ионизационные потери, что сказывается на энергетическом балансе электронов.

Начальная стадия пробоя в одномерном приближении описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} = 4\pi e(N_i - N_e),$$
$$\frac{\partial N_m}{\partial t} = N_e \sum_m \frac{m_i}{m'} (V_{m'm} N_{m'} - V_{mm'} N_m),$$

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = - \sum_{m=0}^{m_1} \frac{m_1}{m} \frac{\partial N_m}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (u N_e - D \frac{\partial N_e}{\partial z}) = - \sum_{m=0}^{m_1} \frac{\partial N_m}{\partial t},$$

$$\frac{e^2 \mathcal{E}^2}{m \nu_{en}} = 3 \frac{m}{M} \nu_{en} (T_e - T) + \sum_{m, m' > m} E_{m'/m} (V_{mm'} N_m - V_{m'/m} N_{m'}).$$

Здесь N_m и E_m — заселенность и энергия уровня m ; $V_{m'/m}$ — скорость перехода $m' \rightarrow m$ при столкновениях с электронами; u — дрейфовая скорость электронов в поле $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_1$; D — коэффициент диффузии электронов; ν_{en} — частота упругих электрон-атомных столкновений; T_e — средняя энергия электронов; T — температура тяжелых частиц; $E_{m'/m} = E_{m'} - E_m$; ось Oz направлена противоположно полю \mathcal{E}_0 . Граничный уровень m_1 выбирается над "узким местом" энергетического спектра электронов атома и подчиняется равновесному распределению Саха:

$$N_{m_1} = g_{m_1} N_e N_1 (2\pi\hbar^2/mT_e)^{3/2} \exp[(I - E_{m_1})/T_e],$$

где g_{m_1} — статвес уровня m_1 , а I — потенциал ионизации атома. При T_e порядка нескольких электронвольт "узкое место" соответствует переходу между основным ($m = 0$) и первым возбужденным ($m = 1$) уровнями /6/. Поэтому достаточно ограничиться рассмотрением трехуровневой модели, в которой уровень $m_1 = 2$ расположен в квазинепрерывном спектре. При этом радиационным распадом уровней можно пренебречь, так как для резонансного излучения среда является оптически "толстой", а $N_2 \ll N_1$.

Пусть гибель электронов однородного фона на аноде компенсируется их рождением на катоде. Оценки показывают, что в режиме ионизации $dN_1/dt \approx V_{01} N_0 N_e$, а $\sum_{m=0}^{m_1} \partial N_m / \partial t \approx -V_{02} N_0 N_e$. Тогда при $\mathcal{E}_1 \ll |\mathcal{E}_0|$ решение системы (1) в силу ее линейности можно представить в виде суммы двух решений: для фона и флуктуационной лавины. Приведем эти решения. Для однородного фона

$$N_e^{(0)} = N_1^{(0)} = N_{e_0} \exp(V_{02} N_0 t), \quad N_1^{(0)} = V_{01} N_e^{(0)} / V_{02}, \quad (2)$$

где N_{e_0} — начальная плотность электронов фона, создаваемого внешним ионизатором. Учитывая, что характерный размер флуктуации $\Delta z \sim \sqrt{Dt}$ значительно меньше разрядного промежутка, для флуктуационной лавины ионизации с начальным условием $N_e^{(1)}(t=0) = \Delta n_e \delta(z - z_0)$, в котором $\Delta n_e \sim \sqrt{N_{e_0}}$ — флуктуация плотности электронов фона, имеем

$$N_e^{(1)} = \Delta n_e (\pi Dt)^{-1/2} \exp[V_{02} N_0 t - (z - z_0 - ut)^2 / 4Dt];$$

$$N_i^{(1)} = \Delta n_e u^{-1} V_{02} N_0 \exp[V_{02} N_0 (z - z_0) / u], \quad z \leq z_0 + ut; \quad (3)$$

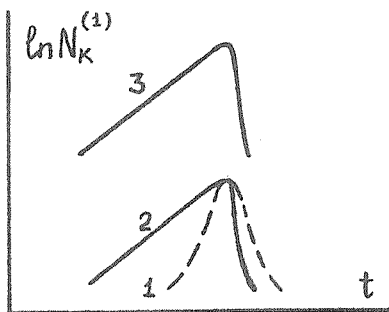
$$N_i^{(1)} = \Delta n_e V_{02} N_0 \exp[V_{02} N_0 t - (z - z_0 - ut)^2 / 4Dt] / [V_{02} N_0 - u^2 / 4D - (z - z_0)^2 / 4Dt], \quad z \geq z_0 + ut;$$

$$N_i^{(1)} = V_{01} N_i^{(1)} / V_{02}.$$

Из полученных решений (2) и (3) видно, что на фоне $N_i = N_e$ и $\mathcal{E}_1 = 0$, а во флуктуационной лавине дрейф электронов приводит к разделению зарядов и возникновению противоположного полю \mathcal{E}_0 поля \mathcal{E}_1

$$\mathcal{E}_1(ut, t) = -4\pi e \int_{ut}^{\infty} (N_i^{(1)} - N_e^{(1)}) dz = 4e \Delta n_e u^{-1} V_{02} N_0 (\pi Dt)^{1/2} \exp(V_{02} N_0 t). \quad (4)$$

Типичные распределения электронов, ионов и возбужденных частиц изображены на рис. 1.



Р и с. 1. Характерные распределения концентрации заряженных и возбужденных частиц (кривые 1,2,3 соответствуют $k=e, i, 1$)

Из уравнения Пуассона следует, что решения (3) и (4) справедливы при условии $\mathcal{E}_1 = 4\pi e(N_1^{(1)} - N_e^{(1)})\Delta z \ll |\mathcal{E}_0|$. Это накладывает ограничение на времена рассмотрения, при которых поле \mathcal{E}_0 и T_e остаются постоянными.

Можно предположить, что разделение зарядов в дальнейшем приведет к росту поля \mathcal{E}_1 , так что вблизи фронта флукуационной лавины $\mathcal{E} \approx 0$. Падение поля \mathcal{E} приведет к уменьшению T_e и сделает уравнения системы (1) существенно нелинейными, аналитическое решение которых не представляется возможным. Однако оценку времени t_p перехода в плазменное состояние по порядку величины можно сделать из условия $\mathcal{E}_1 \approx |\mathcal{E}_0|$, используя найденное решение (4):

$$t_p \approx (V_{02} N_0)^{-1} \ln(|\mathcal{E}_0| / 4e\Delta n_e \sqrt{\pi D V_{02} N_0}). \quad (5)$$

В случае пробоя гелия при $|\mathcal{E}_0| = 10^4$ В/см и $N_0 = 3 \cdot 10^{19}$ см⁻³ из графического решения уравнения энергетического баланса в (1) находим $T_e \approx 6$ эВ. Скорости $V_{\text{плз}}$ вычислялись по формулам /7/. При $N_{e0} = 10^6$ см⁻³ тепловая флукуация $\Delta n_e \approx 10^3$ см⁻². Тогда $t_p \approx 2,5 \cdot 10^{-8}$ с, а характерное значение плотности образовавшейся плазмы $N_e \approx N_1 = 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Полученные оценки находятся в удовлетворительном согласии с /1-4, 8-10/.

Падение T_e в плазменной области вызывает процесс рекомбинации заряженных частиц и появление интенсивного излучения. Поглощение этого излучения возбужденными частицами фона, плотность которых в рассматриваемых условиях достигает значения $\sim 10^{14}$ см⁻³, приводит к образованию вторичных электронов и, в результате, к возникновению стримера.

Поступила в редакцию 2 февраля 1984 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Воробьев, Н.С. Руденко, В.И. Сметанин, Техника искровых камер, Атомиздат, М., 1978 г.
2. О.А. Омаров и др., Физика плазмы, 4, в. 2, 338 (1978).
3. О.А. Омаров, А.А. Рухадзе, Г.А. Шнеерсон, ЖТФ, 49, в.9, 1997 (1979).
4. И.М. Бортник, И.И. Кочетов, К.Н. Ульянов, ТВТ, 20, в.2, 193 (1982).
5. А.П. Бройтман, О.А. Омаров, Письма в ЖТФ, 7, в.7, 389 (1981).
6. Л.М. Биберман, В.С. Воробьев, И.Т. Якубов, Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы, "Наука", М., 1982 г.

7. Л.А. Вайнштейн, И.И. Собельман, Е.А. Юков, Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, "Наука", М., 1979 г.
8. Дж. Мик, Дж. Крегс, Электрический пробой в газах, ИЛ, М., 1960 г.
9. Г. Ретер. Электронные лавины и пробой в газах, "Мир", М., 1968 г.
10. О.А. Омаров, А.А. Рухадзе, ЖТФ, 50, в.3, 536 (1980).