

К ТЕОРИИ ПРОБОЯ ГАЗА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В
ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

С. Г. Арутюнян, А. В. Игнатъев, А. А. Рухадзе

УДК 533.951.8

На основе модели среднего электрона построена качественная теория СВЧ пробоя газов в условиях, когда энергия осцилляции электронов велика по сравнению со средним потенциалом ионизации атома. Учтены релятивистские эффекты в движении электрона и действие магнитной составляющей поля волны.

1. В работах /1,2/ на основе модели среднего электрона построена качественная теория СВЧ пробоя газов в условиях, когда энергия осцилляции электронов $\epsilon_0 = e^2 E_0^2 / 4m(\omega^2 + \nu_{eT}^2)$ (где E_0 - амплитуда высокочастотного поля с частотой ω , а $E = E_0 \sin \omega t$) велика по сравнению со средней тепловой энергией электронов T и потенциалом ионизации атомов газа I , т.е.

$$\epsilon_0 \gg T, I. \quad (1)$$

Эти неравенства позволяют пренебречь тепловым движением электронов, не учитывать хаотизацию их скорости при столкновениях и поэтому ограничиться одномерным движением электронов в поле волны, используя лишь приближение случайных фаз при рождении электронов вследствие ионизации атомов газа. Последнее достаточно хорошо обосновано для малых зарядовых чисел атомов газа /3/. При этом в /1/ было получено выражение для постоянной развития лавины ионизации γ и показано, что скорость ионизации газа в начале растёт с ростом напряженности поля, достигает максимума, а затем медленно падает.

Для более строгого обоснования (1) рассмотрим процесс набора средней хаотической энергии электроном во внешнем поле без учета

процессов, приводящих к потерям энергии /4/

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \epsilon_0 \nu_{tr}(\epsilon). \quad (2)$$

Здесь $\nu_{tr}(\epsilon)$ частота транспортных столкновений, которая для гелия, например, с хорошей степенью точности равна

$$\nu_{tr}(\epsilon) = \begin{cases} \nu_{ef}, & \text{при } \epsilon \leq \epsilon_1, \\ \nu_{ef}(\epsilon_1/\epsilon)^{3/2}, & \text{при } \epsilon > \epsilon_1, \end{cases} \quad (3)$$

где $\epsilon_1 \approx 100$ эВ = κI , $I = 24,5$ эВ, $\kappa = 4$, а $\nu_{ef} \approx 2 \cdot 10^9 P_0$, (P_0 - давление газа в торах). Такой же характер носит $\nu_{tr}(\epsilon)$ и для других газов.

Зная постоянную развития лавины γ и решение уравнения (2) $\epsilon(t)$, находим среднюю энергию (температуру) электронов в момент t_0

$$\bar{\epsilon} = T = \gamma e^{-\gamma t_0} \int_0^{t_0} e^{\gamma t} \epsilon(t_0, t) dt. \quad (4)$$

Здесь $\epsilon(t_0, t)$ энергия электрона, родившегося в момент времени t , в данный момент времени t_0 . Предполагается, что пробой начинается при $t = 0$. Очевидно, интерес представляют времена $t_0 \gg 1/\gamma$, когда в (4) можно переходить к пределу $t_0 \rightarrow \infty$. Если, кроме того, принять во внимание условие $\nu_{ef} \epsilon_0 \gg \gamma \epsilon_1$, то из (4) получаем

$$T \approx \epsilon_1 \left(\frac{\nu_{ef} \epsilon_0}{\gamma \epsilon_1} \right)^{2/5} = \epsilon_0 \left(\frac{\nu_{ef} \epsilon_1^{3/2}}{\gamma \epsilon_0^{3/2}} \right)^{2/5}. \quad (5)$$

Таким образом, приближение среднего электрона при пробое газа в сильном поле, обусловленное неравенствами (I), хорошо обосновано если

$$t_0/t_1 \approx t_0/kI \gg (\gamma/\gamma_{ef})^{-2/3} \gg 1. \quad (6)$$

Условие (6) ограничивает величину электромагнитного поля снизу. Однако при рассмотрении, принятом в /1,2/, имеется ограничение не только снизу, но и сверху, которое следует из того факта, что скорость электрона должна быть существенно меньше скорости света c , т.е.:

$$E_0 \ll E_{\max} = mc/e. \quad (7)$$

При $\omega \approx 6 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ имеем $E_{\max} \approx 6 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ и, следовательно, такая модель справедлива до значений $\lg(t_0/I) \leq 4$. При больших значениях амплитуды поля $E_0 \gg E_{\max}$ необходимо учитывать релятивистские эффекты, приводящие к изменению уравнения движения электрона в поле электромагнитной волны, а поэтому и характера ионизации атомов электронами.

2. Рассмотрим, аналогично /1,2/, случай газа низкого давления, когда $\omega \gg \nu_{ef}$. Здесь упругие соударения не будут оказывать существенного влияния на величину скорости электрона и ими можно пренебречь. Далее, в отличие от /1,2/, в случае сильной электромагнитной волны необходимо учитывать влияние магнитной составляющей поля волны на движение электрона. В результате уравнение движения заряда во внешнем поле запишется в виде

$$\frac{d}{dt} (m\vec{v}) = e|\vec{E} + \frac{1}{c}[\vec{v}\vec{B}]|. \quad (8)$$

Считая поле \vec{E} направленным вдоль оси ox , а поле \vec{B} вдоль oy и учитывая, что $m = m_0(1 - v^2/c^2)^{-1/2}$, получим

$$\dot{u}_x = \frac{eE_0}{m_0c} (1 - u_z - u_x^2)(1 - u_x^2 - u_z^2) \cos(\omega t - kz + \varphi_0),$$

$$\dot{u}_z = \frac{eE_0}{m_0c} (1 - u_z)u_x(1 - u_x^2 - u_z^2) \cos(\omega t - kz + \varphi_0), \quad (9)$$

$$\dot{z} = u_z, \quad \dot{x} = u_x.$$

Здесь $u_{x,z} = v_{x,z}/c$, $k = \omega/c$, $\varphi_0 = \omega t_0$, а t_0 - момент времени, в который включается поле, или рождается электрон при неупругом столкновении.

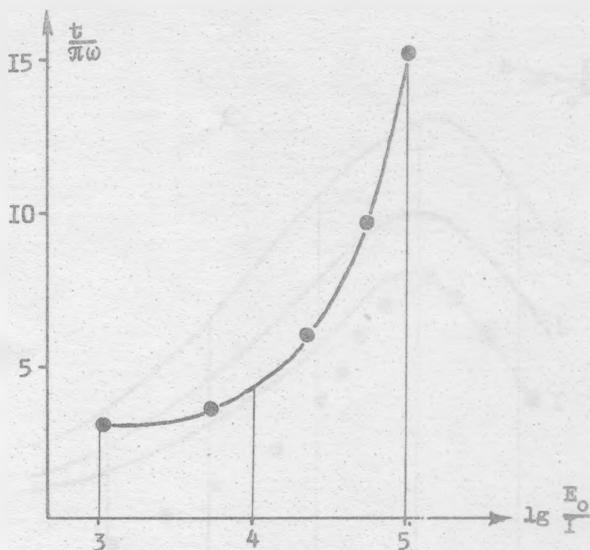
Влияние магнитной составляющей поля волны на движение электрона приводит к тому, что электрон проходит за период поля лишь определенную часть длины волны. Вследствие этого электрон, родившийся во время действия n -того полупериода поля со скоростью, равной нулю, вернется с той же скоростью не в $n + 1$ -й полупериод, как это было в нерелятивистском случае, а в какие-то последующие полупериоды. Величина такого пролета зависит от величины амплитуды электромагнитного поля и от фазы, в которой рождается электрон в n -тый полупериод.

Как показано в /1/, в случае сильных полей, когда выполнены неравенства (I), при условии $\omega \gg \nu_{ex} \gg \nu_1$ вновь рождающиеся электроны распределены по фазам равномерно, и для постоянной развития лавины справедливо соотношение

$$\gamma = \bar{\nu}_1 = N_0 \int_0^{\pi} d\varphi_0 \int_{\varphi_0}^{\pi} d\varphi \sigma_1(v(\varphi, \varphi_0)) v(\varphi, \varphi_0), \quad (\text{II})$$

где N_0 - концентрация нейтралов, σ_1 - сечение ионизации, а скорость $v(\varphi, \varphi_0)$ определена из (9). При этом условие равномерного распределения по фазам начинает выполняться практически с момента включения поля.

При учете релятивистского движения частиц, вследствие влияния магнитной составляющей поля волны, условие равномерного распределения по фазам начинает выполняться не с момента включения поля, а с некоторой задержкой, которая определяется максимальным временем пролета электронов, родившихся в первом периоде действия поля. График зависимости этого максимального времени пролета, или, другими словами, времени установления равномерного распределения t_1 , от величины поля представлен на рис. I.



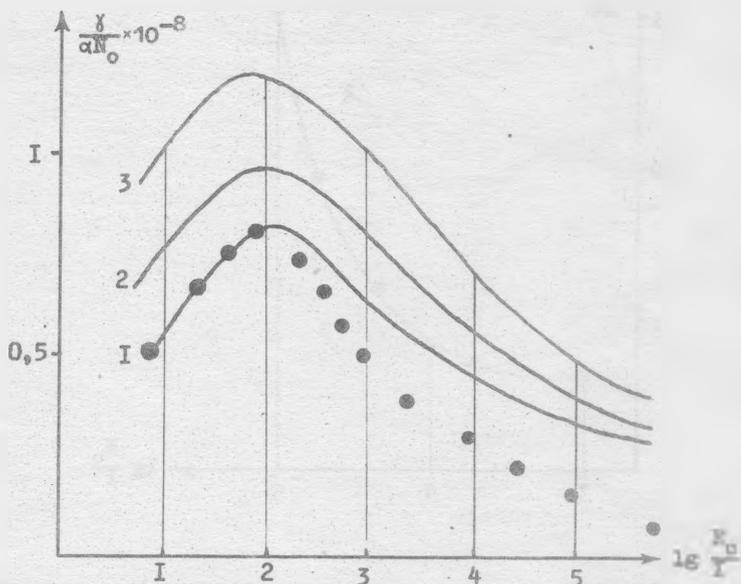
Р и с. 1. Зависимость времени установления равнораспределения τ_1 от величины электромагнитного поля

3. Что касается сечения ионизации $\sigma_1(v)$, то в случае столь сильных полей для него можно использовать формулу релятивистского борновского приближения /5/:

$$\sigma_1(v) = \frac{\alpha_1}{v^2} \left[2 \ln \frac{v}{v_1} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right]. \quad (12)$$

Величины α_1 и $v_1 = \sqrt{2I/m}$ различны для разных газов.

На рис. 2 представлены графики функции $\gamma/\alpha_1 N_0 = F(E_0)$, найденных с помощью (12), для He, N₂ и NO. Видно, что максимальная скорость ионизации при $\omega = 6 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, что соответствует трехсантиметровому диапазону СВЧ излучения, достигается в полях



Р и с. 2. Зависимость постоянной развития лавины ионизации $\gamma/\alpha_1 N_0$ от величины электромагнитного поля 1 - He, 2 - H_2 , 3 - NO. Кружками показана аналогичная зависимость для He без учета влияния релятивистских эффектов

$E_0 = 6 \cdot 10^4$ В/см и дальнейшее увеличение поля приводит к уменьшению γ . Однако, начиная с полей $E_0 \approx 2 \cdot 10^6$ В/см, графики начинают выполаживаться и при дальнейшем увеличении поля выходят на константу, т.е. постоянная развития лавины уже практически не зависит от поля. Заметим также, что до напряженностей поля $E_0 \leq 10^5$ В/см учет релятивистских эффектов, как видно из рис. 2, несущественен и результаты совпадают с полученными в /1/. При полях же $E_0 > 10^5$ В/см релятивистские эффекты сказываются существенно.

Необходимо отметить, что влияние магнитной составляющей СВЧ поля, вследствие наличия времени задержки установления равномерного распределения t_1 , приводит, вообще говоря, к дополнительному ограничению на давление газа. Необходимо, чтобы время развития разряда t_p удовлетворяло условию $t_p = (1/\gamma) \ln(n_{кр}/n_0) \gg t_1$. Нетрудно видеть, что, например, для гелия это условие дает $N_0 < 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что существенно выше ограничений, накладываемых условием $\omega \gg \nu_{ат}$, которое дает $N_0 < 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, в рассматриваемом приближении неравенство $t_0 \gg t_1$ выполняется всегда.

Поступила в редакцию
13 марта 1980 г.

Л и т е р а т у р а

1. С. Г. Арутюнян, А. А. Рухадзе, Физика плазмы, **5**, 702 (1978).
2. S. G. Arutyunyan, J. R. Gekker, D. M. Karfidov, A.A.Ruchadze, Journ. Physique, Suppl. 7, **40**, p. C7-219 (1979).
3. С. Г. Арутюнян, А. А. Рухадзе, Краткие сообщения по физике ФИАН № 9, **12** (1978).
4. Ю. П. Райзер, Лазерная искра и распространение разрядов, "Наука", М., 1974 г.
5. Н. Мотт, Г. Месси, Теория атомных столкновений, "Мир", М., 1969 г.