

ЧАСТОТА ИОНИЗАЦИИ ПРИ СВЧ ПРОБОЕ ГАЗА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В УСЛОВИЯХ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

Л.Г. Глазов, К.Е. Матвейшин

Рассмотрен СВЧ пробой газов малого давления в условиях, когда циклотронная частота близка к частоте волны, и, как следствие, характерные энергии электронов значительно превышают энергию ионизации. Для пробоя в воздухе найдены частоты ионизации в широком диапазоне изменения параметров системы.

Данная работа посвящена исследованию СВЧ пробоя в условиях, когда циклотронная частота электронов ω_B близка к частоте волны $\omega_0 = \omega_B + \epsilon$, $|\epsilon| \ll \omega_0$, где $\omega_B = |e|B_0/mc$, B_0 – внешнее магнитное поле. Вследствие увеличения характерной энергии электронов СВЧ пробой в таких условиях качественно отличается от нерезонансного пробоя при тех же значениях амплитуды СВЧ волны E_0 . Считаем, что энергии электронов $e^2 E_0^2 / 2m\epsilon^2$ значительно превышают энергию ионизации I нейтрального атома, а эффективная частота ионизации $\gamma_{ef} \ll \omega_0$. Это дает возможность использования приближений, применяемых в теории СВЧ пробоя газов в сверхсильных полях /1, 2/, т. е. пренебречь начальной энергией электронов, появляющихся в результате актов ионизации, а также потерями энергии и рассеянием электронов при столкновениях. Считаем движение частиц нерелятивистским, а систему – пространственно однородной.

В этих предположениях скорости электронов определяются соотношениями

$$\begin{aligned} v_z &= - (eE_{0z}/m\omega_0) \sin\omega_0 t + v_z^0, \\ v_y &= [eE_{0x} \omega_B / m(\omega_0^2 - \omega_B^2)] \cos\omega_0 t + a \cos\omega_B t + b \sin\omega_B t, \\ v_x &= - [eE_{0x} \omega_0 / m(\omega_0^2 - \omega_B^2)] \sin\omega_0 t + b \cos\omega_B t - a \sin\omega_B t, \end{aligned} \quad (1)$$

где $B_0 \parallel e_z$; $e_y \perp E_0$; v_z^0 , a , b – константы, определяемые из условия равенства нулю скорости электрона в момент его рождения. Считая $E_{0x} \gg E_{0z} \epsilon / \omega_0$, ограничимся в (1) учетом членов $\sim \omega_0 / \epsilon$. Тогда энергии электронов меняются по закону: $W(t_0, t) = W_0 \sin^2(t - t_0) \epsilon / 2$, где $W_0 = e^2 E_{0x}^2 / 2m\epsilon^2$; $0 \leq t_0 < 2\pi/\epsilon$ определяет момент "рождения" электрона.

Кинетическое уравнение для функции распределения $f(t_0, t)$, однозначно определяющей распределение электронов по энергиям, имеет вид:

$$\frac{\partial f(t_0, t)}{\partial t} = \int_0^{2\pi/\epsilon} \frac{\partial W(t_0, t)}{\partial t} \delta(W(t_0, t) - W(t'_0, t)) f(t'_0, t) dt'_0, \quad (2)$$

где $\nu_i(W) = n_0 \sigma_i(W) (2W/m)^{1/2}$; σ_i – сечение ионизации электронным ударом; n_0 – концентрация нейтральных атомов. Уравнение (2) имеет простой физический смысл: электроны "рождаются" с нулевыми энергиями, мгновенная частота ионизации определяется интегралом, стоящим в правой части.

Найдем установившееся решение (2), удовлетворяющее условию периодичности $f(t_0, t + 2\pi/\epsilon) = (1 + \Delta n) f(t_0, t)$, где Δn – относительное изменение концентрации за период $2\pi/\epsilon$. Рассмотрим динамику функции $f(t_0, t)$ на периоде $(0, 2\pi/\epsilon)$. Обозначим $f(t_0) = f(t_0, 0)$, $f(t_0, t) = f(t_0) + g(t_0, t)$. Тогда $g(t_0, 2\pi/\epsilon) = \Delta n f(t_0)$ и уравнение (2) равносильно следующему:

$$\Delta n f(t_0) = \int_0^{2\pi/\epsilon} \nu_i(W(t'_0, t_0)) f(t'_0) [1 + \Delta n \theta(t_0 - t'_0)] dt'_0, \quad (3)$$

где $\theta(x) = 1$ при $x \geq 0$, $\theta(x) = 0$ при $x < 0$.

Уравнение (3) определяет задачу о собственных функциях и собственных значениях интегрального оператора с неотрицательным ядром, линейно зависящим от параметра /3/. Собственная функция уравнения (3) определяет мгновенное распределение по t_0 : $g(t_0, t) = \Delta n f(t_0) \theta(t - t_0)$ и собственное значение – эффективную частоту ионизации: $\Delta n = \exp(2\pi\gamma_{ef}/\omega_0) - 1$. В случае очень низких давлений $\Delta n \ll 1$ решением (3) является равномерное распределение по t_0 : $f(t_0) \approx \text{const}$, $0 \leq t_0 < 2\pi/\epsilon$. В общем случае уравнение (3) для пробоя в воздухе малого давления решали численно с использованием данных по сечениям ионизации из работ /4, 5/.

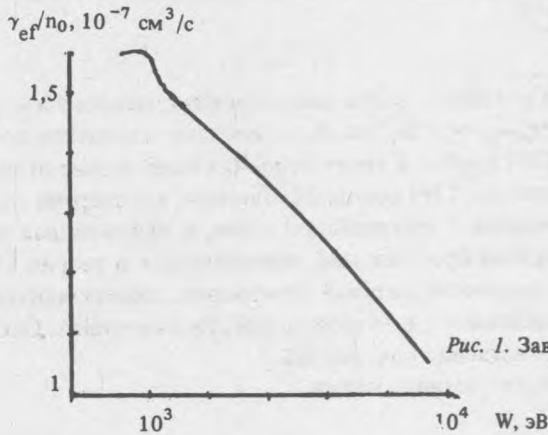


Рис. 1. Зависимость частоты ионизации от характерной энергии электронов.

Как показали расчеты, в области $n_0 < 10^9 \text{ см}^{-3}$ функция $\gamma_{ef}/n_0(W_0, n_0)$ практически не зависит от n_0 (рис. 1). Приведем простую аппроксимационную формулу, хорошо описывающую результаты численных расчетов в области $800 \text{ эВ} \leq W_0 \leq 5 \text{ кэВ}$, $n_0 \leq 10^9 \text{ см}^{-3}$: $\gamma_{ef} = A \lambda_i [\ln^2 \lambda_i - C_1 \ln \lambda_i + C_2]$, $\lambda_i^2 = I/W_0$, где в случае воздуха I – энергия ионизации азота, $C_1 = 2,048$, $C_2 = -0,406$, $A = 1,53 \cdot 10^{-7} n_0$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян С. Г., Рухадзе А. А. Физика плазмы, 5, № 3 (1979).
2. Глазов Л. Г., Игнатъев А. В., Рухадзе А. А. Высокочастотный разряд в волновых полях. Горький, изд. ИПФ АН СССР, 1988, с. 198.
3. Халилов З. И. ДАН СССР, 54, № 7 (1946).
4. Rapp D., Englander-Golden P. J. Chem. Phys., 43, 1464 (1965).
5. Schram B. L. et al. Physica, 31, 94 (1965).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 5 июня 1989 г.