

ЧАСТОТА ИОНИЗАЦИИ И ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИ ПРОБОЕ ГАЗОВ В СИЛЬНОМ ПОСТОЯННОМ ПОЛЕ

Л.Г. Глазов, К.Е. Матвейшин

Рассмотрен пробой газа в сильном постоянном поле. Найдены выражения для частоты ионизации и функции распределения электронов в нерелятивистском случае. Полученные зависимости сопоставлены с результатами численного моделирования распространения короткого импульса сильного поля в воздухе.

Рассмотрим пробой газа в сильном постоянном однородном электрическом поле в условиях

$$I \ll \bar{W} \ll mc^2, \quad (1)$$

где I — энергия ионизации нейтрального атома, $\bar{W} \approx m (eE/m\nu)^2$ — средняя энергия электронов, E — напряженность электрического поля, ν — частота ионизации. Система предполагается однородной в направлении вектора электрического поля: $E\vec{V} = 0$. Такие условия реализуются, например, при распространении в газе коротких импульсов электромагнитного поля.

Неравенства (1) дают возможность пренебречь влиянием столкновений (упругих и неупругих) на движение частиц аналогично тому, как это делается при рассмотрении СВЧ пробоя газов невысокого давления в сверхсильных полях [1-3]. Можно пренебречь также начальной энергией рождающихся частиц по сравнению с их средней энергией. Тогда кинетическое уравнение для функции распределения электронов принимает вид:

$$\partial f(v, t) / \partial t + a \partial f(v, t) / \partial v = \delta(v) n_0 \int \nu_i(v') f(v', t) dv', \quad (2)$$

где $a = eE/m$ (для определенности считаем $a > 0$); n_0 — концентрация газа; $\nu_i(v) = |v| \sigma_i(|v|)$; $\sigma_i(|v|)$ — полное сечение ионизации электронным ударом.

Решение уравнения (2) в установившемся режиме $f(v, t) = e^{\nu t} \tilde{f}(v)$ имеет вид $\tilde{f}(v) = \text{const} \cdot \exp(-\nu v/a) \theta(v)$, где $\theta(x) = 1$ при $x \geq 0$, $\theta(x) = 0$ при $x < 0$. Частота ионизации ν определяется трансцендентным уравнением

$$a/n_0 = \int_0^{\infty} \nu_i(v) \exp(-\nu v/a) dv. \quad (3)$$

Средняя скорость электрона $\bar{v} = a/\nu$, средняя энергия $\bar{W} = m(a/\nu)^2$. Из уравнения (3) следует, что ν/E является функцией \bar{E}/p , где p — давление газа.

Получим аппроксимационную формулу, описывающую зависимость частоты ионизации от параметров системы. Для этого решим уравнение (3), используя грубую аппроксимацию для сечения ионизации $\sigma_i(|v|) = (\alpha/v^2) \ln(|v|/v_i) \theta(|v| - v_i)$, где α — постоянная, зависящая от сорта газа, $v_i = \sqrt{2I/m}$. Полученную приближенную функциональную зависимость ν/a от a/p_0 затем уточним из сравнения с результатами численного решения уравнения (3) с использованием более точных данных для σ_i .

Перепишем уравнение (3) в виде:

$$a/\alpha n_0 \equiv \rho = \int_1^{\infty} \ln y \cdot y^{-1} \cdot e^{-\mu y} dy, \quad (4)$$

где $\mu = \nu v_i/a$. Уравнение (4), написанное в приближении сверхсильного поля, отличается от истинного вблизи точки $y = 1$. Доля в общем значении интеграла его части около этой точки (например, для $1 < y < 2$) порядка $\mu = v_i/\bar{v}$. Используя малость $\mu \ll 1$ и учитывая точность, с которой написана формула (4), получаем: $\rho \approx C_1 - C_2 \ln \mu + (1/2) \ln^2 \mu$, где C_1 и C_2 — некоторые константы. Отсюда с той же точностью получаем аппроксимационную формулу для частоты ионизации

$$\nu = A a \exp(-\sqrt{2a/\alpha n_0}). \quad (5)$$

Постоянная A определяется (с точностью до v_i/\bar{v}) из условия наилучшего совпадения формулы (5) с результатами численного решения уравнения (3). При этом использовались данные по сечениям ионизации из работ /4, 5/. Для пробы в воздухе ($\alpha = 135,8 \text{ см}^4$) имеем $A = 3,4 \cdot 10^{-9} \text{ с/см}$.

График зависимости ν/E от E/p_0 приведен на рис. 1. Он хорошо согласуется

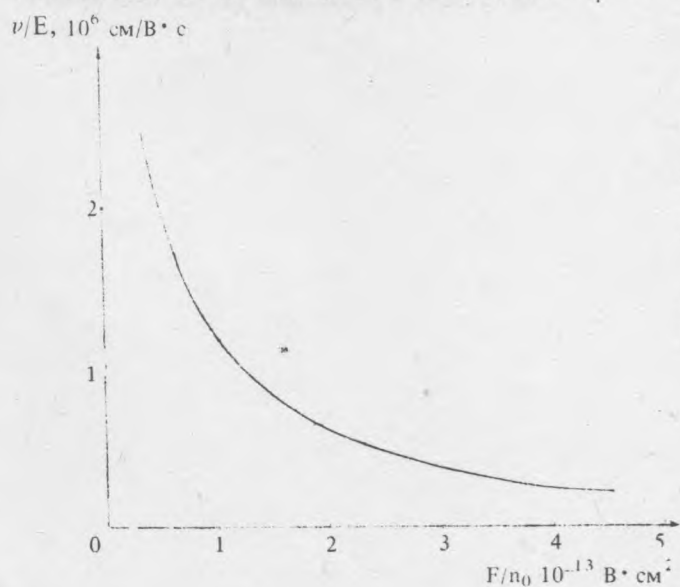


Рис. 1. Зависимость эффективной частоты ионизации от напряженности электрического поля и давления газа.

результатами, полученными при численном моделировании распространения короткого импульса электромагнитного поля на участке слабого изменения его формы. Из формулы (5) следует, что частота ионизации монотонно возрастает с увеличением давления, но, в отличие от СВЧ пробоя газов в сверхсильных полях, нелинейно.

Максимум частоты ионизации как функции электрического поля достигается при $|E|_m = \alpha n p_0 / |e|$; при этом $\nu_m = A \alpha n p_0 \exp(-\sqrt{2})$. Для воздуха $|E|_m = 1,546 \cdot 10^{-13} p_0$ В/см, $\nu_m = 1,25 \cdot 10^{-7} p_0$ с⁻¹, где p_0 измеряется в см⁻³. Соответствующая средняя энергия электронов $\bar{W} = 2,7$ кэВ не зависит от напряженности поля и давления газа. Обратим внимание на относительно большую энергию электронов в максимуме эффективной частоты ионизации по сравнению со случаем пробоя в СВЧ полях. Это связано с тем, что доля электронов с энергией, превышающей энергию, соответствующую максимуму частоты ионизации отдельным электроном, столь велика, что при относительно плавном изменении частоты ионизации как функции энергии электрона (в соответствии с борновским приближением) ее усреднение по функции распределения сильно сдвигает максимум частоты в сторону больших энергий.

ЛИТЕРАТУРА

1. А р у т ю н я н С. Г., Р у х а д з е А. А. Физика плазмы, 5, 702 (1979).
2. Г л а з о в Л. Г., Р у х а д з е А. А. Физика плазмы, 15, 1484 (1989).
3. Г л а з о в Л. Г., Р у х а д з е А. А. Физика плазмы, 15, 1491 (1989).
4. R a p p D., E n g l a n d e r - G o l d e n P. J. Chem. Phys., 43, 1464 (1965).
5. S c h r a m B. L. et al. Physica, 31, 94 (1965).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 12 декабря 1990 г.