Краткие сообщения по физике № 10-1987 г.

УДК 537.525

КИНЕТИКА ИОНИЗАЦИИ ГАЗА И ЯВЛЕНИЕ БЕЗЭЛЕКТРОДНОГО ПРОБОЯ ГАЗА КАК ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД

О.В. Кудреватова

Анализируется решение кинетического уравнения Больцмана, характеризующее лавинное нарастание во времени числа электронов вплоть до критического значения. Показано, что явление безэлектродного пробоя газа есть кинетический фазовый переход и ему соответствует скачкообразное изменение функции распределения электронов по энергии.

Для описания безэлектродного пробоя газа используется физическая модель, основные черты которой сформулированы Ю.П. Райзером /1/. Главенствующая роль электронов во взаимодействии газа с внешним полем определяет возможность использования функции распределения электронов максвелловского вида, но с возмущенным спектром энергии /1,2/

$$n(\epsilon, t) = C(t)\sqrt{\epsilon}\,\exp[-u(t)\,\epsilon/I], \tag{1}$$

где I — потенциал ионизации одного из газов смеси. В двухмоментном приближении кинетическое уравнение Больцмана преобразуется к двум балансным интегродифференциальным для числа электронов и их энергии:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_0^\infty n(\epsilon, t)\,d\epsilon = \int_{\epsilon_j}^\infty Q_1\,d\epsilon,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_0^\infty n(\epsilon, t)\,\epsilon d\epsilon = GN\Big[\int_0^\infty a(\epsilon)n(\epsilon, t)\,d\epsilon - \int_{\hbar\omega}^\infty b(\epsilon)n(\epsilon, t)\,d\epsilon\Big] + \int_{\epsilon_j}^\infty Q_2\,d\epsilon.$$

Правые части этих уравнений допускают отличие учитываемых процессов изменения числа электронов в Q_1 от процессов изменения их энергии в Q_2 за счет столкновений слагаемыми типа $\int_{\epsilon_j}^\infty \sigma_j(\epsilon)\sqrt{2\epsilon/m}\,Nn(\epsilon,t)\,d\epsilon$, $\int_{\epsilon_j}^\infty \sigma_j(\epsilon)\sqrt{2\epsilon/m}\,Nn(\epsilon,t)\,\epsilon d\epsilon$, где ϵ_j, $\sigma_j(\epsilon)$ — соответственно порог и сечение процесса. Если частота внешнего поля отличается от частот столкновений частиц, то, используя выражения для коэффициентов поглощения $a(\epsilon)$ и испускания $b(\epsilon)$ энергии электронами из /1/ и модельную зависимость сечений процессов столкновений от энергии электронов, эти уравнения удается свести к системе двух обыкновенных дифференциальных уравнений

$$(1/u)\,du/dt = -\varphi(u), \tag{2}$$

$$(1/C)\,dC/dt = (3/2)\,[\psi(u) - \varphi(u)] \tag{3}$$

с аналитическими функциями в правых частях. В частности, для азота атмосферного давления эти функции имеют вид:

$$-\varphi(u) = \frac{v_0}{\delta}\left\{\frac{d_1}{\sqrt{u}}\left(\frac{2}{u}+1\right)\left(u+\frac{3}{2}\right)e^{-u} + \sqrt{u}\left[\frac{3}{2}\,d_5\left(\frac{1}{u}+p_4\right)e^{-p_4 u} + d_3 p_1(p_1 u+1)\,e^{-p_1 u}\right]\right\} -$$

$$- \sqrt{u}\,(1 - e^{-u/I})\,(2I/u + u/I + 2),$$

$$\psi(u) = \frac{v_0}{\delta}\left\{ \frac{d_1}{\sqrt{u}}\left(\frac{2}{u}+1\right)e^{-u} + d_5\sqrt{u}\left(\frac{1}{u}+p_4\right)e^{-p_4 u}\right\}.$$

Здесь $d_1 = \sigma_{20} N I^2$; $d_3 = \sigma_{10} N I$; $d_5 = \sigma_{30} N I$; $p_1 = \epsilon_1/I$, $p_4 = \epsilon^*/I$; $v_0 = \sqrt{2\hbar\omega/m}$; $\delta = (8\pi e^2 v_0/3mc\omega^2) G N \sigma_{tr}$, учитываются следующие неупругие процессы: $\sigma_2 = \sigma_{20}(\epsilon - I)$ – ионизация электронами молекул в основном состоянии; σ_{10}, ϵ_1 – сечение и порог возбуждения; σ_{30} – сечение, характеризующее процесс возбуждения молекул электронами до энергии возбужденного состояния ϵ^* и последующей ионизации возбужденных молекул электронами; G – поток квантов излучения; N – число нейтральных частиц; σ_{tr} – транспортное сечение. В работах /3–6/ приведены другие варианты выражений для $\varphi(u)$, $\psi(u)$ и найдено решение линеаризованных уравнений, характеризующее лавинное нарастание числа электронов в предпробойном режиме вплоть до критической величины.

Процедура линеаризации правых частей уравнений (2), (3) использует условие

$$\varphi(u_0) = 0, \tag{4}$$

служащее критерием пробоя, и в действительности включает необходимость совместного выполнения двух требований: обращения в нуль функции φ при $u = u_0$ и положительности ее знака справа и слева от u_0. Очевидно, что оба эти требования выполняются, если график функции $\varphi(u)$ касается оси u в точке $u = u_0$. Если имеются несколько корней уравнения (4), то обращение в нуль функции $\varphi(u)$ должно сопровождаться скачкообразным изменением значения корня u_0. Результаты работ /3–9/ показывают, что критическое число электронов в лавине может достигаться еще до усиления электрического поля и связанного с ним разделения зарядов, до возникновения коллективного перемещения частиц с гидродинамической скоростью, определяемой непрерывностью среды, и т.д., что по современным представлениям должно характеризовать критериальную ситуацию в явлении пробоя.

Фазовой плоскостью решений системы уравнений (2), (3) служит плоскость параметров C, u. Уравнение фазовых траекторий

$$dC/du = -(3/2)\,[\psi(u) - \varphi(u)]\,C/u\varphi(u)$$

имеет аналитическое решение

$$C = u^{3/2} \exp\left[-\frac{3}{2}\int \frac{\psi(u)\,du}{u\varphi(u)}\right]. \tag{5}$$

Особые точки на фазовой плоскости, характеризующие состояния равновесия, определяются из условия $u\varphi(u) = 0$, включающего аналитический критерий пробоя (4). Таким образом, явление пробоя есть одно из таких равновесных состояний. Их устойчивость определяет значения корней характеристического уравнения /10/ $\lambda^2 + \sigma\lambda + \Delta = 0$, коэффициенты которого составлены из коэффициентов линеаризованных уравнений (2), (3): $-\sigma = -u_0\varphi'(u_0) + (3/2)\Psi(u_0)$; $\Delta = -(3/2)u_0\varphi'(u_0)\Psi(u_0)$. Если u_0 – действительный корень уравнения (4), то и $\lambda_{1,2}$ тоже действительные. Пробою газа, сопровождающемуся скачкообразным изменением функции распределения (1) из-за скачка значения u, отвечает особая точка типа седла, где $\lambda_1 = -u_0\varphi'(u_0)$, $\lambda_2 = (3/2)\Psi(u_0)$ имеют разные знаки.

Неустойчивое состояние равновесия в седловой точке формально должно достигаться за бесконечное время движения по фазовой траектории (5) с нецелым показателем степени u или температуры, так как $u \sim 1/T_e$. Конечное время достижения величиной u критического значения u_0 и тем более ее мгновенное изменение скачком предполагает наличие крупномасштабных корреляций флуктуаций вблизи критической температуры, ответственных за сингулярное поведение физических величин и за переброс системы в соседнюю область фазовых траекторий, т.е. фазовый переход, в согласии с теорией критических явлений /2, 11/. Существование скоррелированного движения в ионизованном газе подтверждается наличием балансного соотношения (4) между процессами изменения числа и энергии электронов для каждого значения скорости их коллективного перемещения.

Таким образом, на этапе кинетического описания влияния внешнего электрического поля на ионизацию газа определена фазовая плоскость состояний и движений электронного компонента слабоионизованного газа и показано, что явление безэлектродного пробоя газа относится к числу критических, представляя собой фазовый переход, обязанный своим происхождением только кинетике ионизации газа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М., Наука, 1980, с. 416.
2. Климонтович Ю. Л. Статистическая физика. М., Наука, 1982, с. 608.
3. Кудреватова О. В., Норинский Л. В., Прядеин В. А. ЖТФ, 43, 2347 (1973).
4. Романов Г. С., Степанов Л. К. ЖПС, 6, 719 (1967).
5. Степанов Л. К. ЖПС, 7, 3, 430 (1967).
6. Кудреватова О. В., Неринский Л. В. Химия высоких энергий, 12, 359 (1978).
7. Yee C. L., Ali A. W., Bollen W. M. J. Appl. Phys., 54, 1278 (1983).
8. Verhaart F. A., Van der Laan P. C. T. J. Appl. Phys., 55, 3286 (1984).
9. Hunter S. R., Christophorou L. G. J. Appl. Phys., 57, 4377 (1985).
10. Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э. Теория колебаний, М., Физматгиз, 1959, с. 915.
11. Ма Ш. Современная теория критических явлений, М., Мир, 1980, с. 298.

Поступила в редакцию 22 июня 1987 г.