

**ПРОБОЙ ГАЗОВ В СВЕРХСИЛЬНЫХ СВЧ ПОЛЯХ  
ПРИ НАЛИЧИИ ОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ  
И ПОТОКИ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ**

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

*Получена частота ионизации при пробое в сверхсильном СВЧ поле при наличии внешнего магнитного поля. Показано, что при стремлении ларморовской частоты к резонансному значению порог сверхсильности поля снижается, что дает возможность проверить теорию пробоя газов в таких полях на относительно слабощельных установках. Получены энергетические характеристики потоков ускоренных электронов.*

В работах /1 – 6/ развита теория пробоя газов в сверхсильных СВЧ полях, когда энергия колебательного движения электрона в поле волны  $\epsilon_0$  удовлетворяет условию

$$\epsilon_0 = \frac{e^2 E_0^2}{4m(\omega^2 + \nu_{\text{eff}}^2)} \gg I \gg T_e, \quad (1)$$

где  $E_0$ ,  $\omega$  – амплитуда и частота внешнего поля;  $e$ ,  $m$  – заряд и масса электрона;  $I$  – потенциал ионизации нейтрального атома;  $T_e$  – энергия хаотического движения электрона;  $\nu_{\text{eff}}$  – эффективная частота столкновений. Настоящая работа обобщает результаты /1 – 6/ для случая линейно-поляризованной плоской волны СВЧ при условии (1) и наличии в системе однородного магнитного поля произвольной ориентации. Рассмотрен пробой газа низкого давления, когда  $\omega \gg \nu_{\text{eff}}$ .

При изучении явления пробоя основными характеристиками являются частота ионизации  $\nu_1$  и постоянная развития лавины ионизации  $\gamma = \nu_1 - \nu_l$ , где  $\nu_l$  – частота потерь. В /6/ показано, что при пробое в сверхсильных полях  $\gamma = \nu_1$ , так как за время пробоя процессы потери не успевают развиться. Кроме того, в указанных выше работах неоднократно обсуждался вопрос о возможности применения в данных условиях для вычисления  $\nu_1$  модели среднего электрона. Это возможно, поскольку, как показано в /7/, функция распределения электронов по скоростям является с хорошей степенью точности функцией равнораспределения по начальным фазам, что дает возможность усреднить ионизационную способность всех имеющихся в системе электронов на одном периоде поля. Тогда можно представить  $\gamma$  в виде

$$\gamma = N_0 \langle \sigma_1(v(\varphi, \varphi_0))v(\varphi, \varphi_0) \rangle, \quad (2)$$

где  $N_0$  – плотность нейтралов;  $\varphi = \omega t$ ;  $v(\varphi, \varphi_0)$  – абсолютная величина скорости электрона с начальной фазой  $\varphi_0 = \omega t_0$  в момент  $t$ ;  $t_0$  – момент рождения электрона;  $\sigma_1(v)$  – сечение ионизации электронным ударом. При конкретных расчетах использовалось нерелятивистское борновское приближение

$$\sigma_1(v) = \frac{\tilde{a}}{v^2} \ln \frac{|v|}{v_i} \eta \left( \frac{|v|}{v_i} - 1 \right), \quad v_i = \sqrt{\frac{2I}{m}}, \quad (3)$$

где  $\tilde{a}$  – постоянная для данного газа.

Рассмотрим вопрос о скорости электрона  $v(\varphi, \varphi_0)$ . Выберем декартову систему координат, направив ось  $oz$  параллельно однородному магнитному полю  $B_0$ . Пусть напряженность электрического поля  $E_0$  лежит в плоскости  $xz$  под некоторым углом  $\Psi \ll \pi/2$  к  $B_0$ . Решение задачи о нерелятивистском движении электрона в рассматриваемой конфигурации полей хорошо известно:

$$\mathbf{v} = v_{Ox}(\sin\varphi - \sin\varphi_0)\mathbf{i} - v_{Oy}(\cos\varphi - \cos\varphi_0)\mathbf{j} - v_{Oz}(\sin\varphi - \sin\varphi_0)\mathbf{k}, \quad (4)$$

$$v_{Ox} = -\frac{eE_0\omega}{m(\omega_c^2 - \omega^2)} \sin\Psi; \quad v_{Oy} = -\frac{eE_0\omega_c}{m(\omega_c^2 - \omega^2)} \sin\Psi; \quad v_{Oz} = -\frac{eE_0}{m\omega} \cos\Psi.$$

При записи (4) пренебрегаем скоростью циклотронного вращения, тепловой скоростью электронов и начальной скоростью появившейся в результате акта ионизации частицы.

Расчет на ЭВМ величины  $\gamma$  по формулам (2) — (4) при усреднении по начальным фазам и по периоду поля при различных значениях параметра  $a = \omega_c/\omega$ , т.е. для разных значений величины поля  $V_0$  и угла  $\Psi$ , приведен на рис. 1, 2. Характерной особенностью всех кривых  $\gamma(E_0)$  является наличие максимума при некотором значении напряженности СВЧ поля (для  $V_0 = 0$  при  $E_0 \approx 4 \cdot 10^4$  В/см) и дальнейшее монотонное убывание. Отметим важный результат расчетов: при приближении к резонансу ( $\omega_c \rightarrow \omega$ ) максимум смещается в сторону меньших  $E_0$  (рис. 2). Например, при  $a = 0,99$  максимум зависимости  $\gamma(E_0)$  расположен при  $E_0 = 4 \cdot 10^2$  В/см. Это связано с увеличением модуля средней скорости электрона при приближении  $\omega_c$  к  $\omega$ . Таким образом, рассматриваемая теория пробоя в сверхсильных полях в области резонанса "работает" уже при относительно малых полях, получаемых сейчас в эксперименте, что дает возможность ее экспериментальной проверки на существующих маломощных установках.

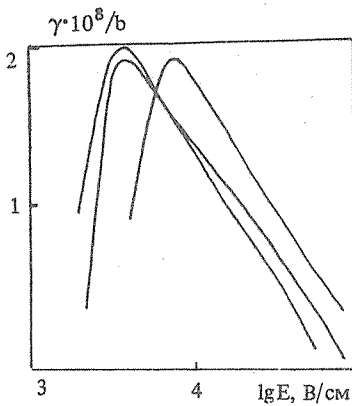


Рис. 1

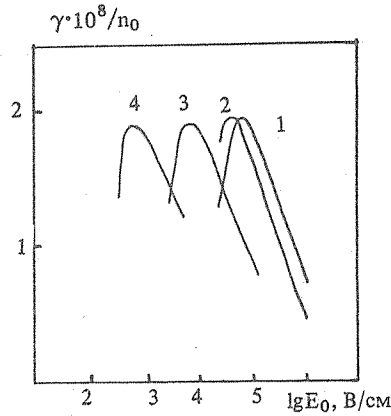


Рис. 2

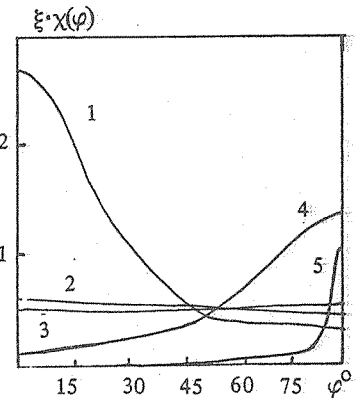


Рис. 3

Рис. 1. Характерный вид зависимости  $\gamma(E_0)$ :  $a = 0,9$ ,  $\Psi = 30^\circ$  (1),  $60^\circ$  (2),  $90^\circ$  (3).

Рис. 2. Характерное смещение максимума кривой  $\gamma(E_0)$  при приближении к резонансу:  $\Psi = 30^\circ$ ,  $a = 0$  (1),  $0,5$  (2),  $0,9$  (3),  $0,99$  (4).

Рис. 3. Угловое распределение плотности потоков электронов в плоскости  $\Theta = \pi/2$ :  $a = 0,5$ ,  $\xi = 1$  (1),  $a = 0,9$ ,  $\xi = 0,1$  (2);  $a = 0,99$ ,  $\xi = 0,01$  (3);  $a = 2$ ,  $\xi = 1$  (4);  $a = 10$ ,  $\xi = 1$  (5).

Перейдем к рассмотрению ускоренных электронов, возникающих при пробое газов в сверхсильных СВЧ полях. В [5] рассмотрены характеристики двух взаимнопроникающих потоков электронов в поле плоской линейно-поляризованной волны. Показано, что эти потоки возникают из-за наличия у электронов практически постоянных дрейфовых скоростей при  $\omega \gg \nu_{eff}$ , определяемых начальными фазами. Для нахождения аналогичных потоков при наличии магнитного поля запишем дрейфовую скорость электрона в виде

$$\langle \mathbf{v} \rangle = -v_{Ox} \sin\varphi_0 \mathbf{i} + v_{Oy} \cos\varphi_0 \mathbf{j} + v_{Oz} \sin\varphi_0 \mathbf{k}.$$

Введем сферические координаты в пространстве скоростей (не путать угол  $\varphi$  с фазой  $\varphi = \omega t$ ):

$$\langle v_x \rangle = -v_{0x} \sin \varphi_0 = v \sin \theta \cos \varphi$$

$$\langle v_y \rangle = v_{0y} \cos \varphi_0 = v \sin \theta \sin \varphi$$

$$\langle v_z \rangle = v_{0z} \sin \varphi_0 = v \cos \theta.$$

Исходя из равномерного распределения по начальным фазам, находим нормированную на плотность электронов  $n_e$  функцию равномерного распределения для дрейфового движения при наличии магнитного поля [7]

$$f(v, \theta, \varphi) = \frac{n_e \omega}{2\pi \omega_c} \left[ \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_c^2} \operatorname{tg}^2 \varphi \cos^2 \theta\right)^{-1} \left[ \delta\left(\theta + \operatorname{arctg} \frac{\omega^2}{\omega_c^2 - \omega^2} \frac{\operatorname{tg} \Psi}{\cos \varphi}\right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \delta\left(\theta + \operatorname{arctg} \frac{\omega^2}{\omega_c^2 - \omega^2} \frac{\operatorname{tg} \Psi}{\cos \varphi} - \pi\right) \right] \delta\left[v + \frac{eE_0}{m\omega} \frac{\cos \Psi}{|\cos \theta|} \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_c^2} \operatorname{tg}^2 \varphi\right)^{-1}\right]. \quad (5)$$

Величина  $f(v, \theta, \varphi) dv d\theta d\varphi$  есть число электронов, дрейфующих в направлении  $\theta, \theta + d\theta; \varphi, \varphi + d\varphi$  со скоростью от  $v$  до  $v + dv$ . Легко видеть, что задание одного параметра, определяющего дрейф электрона (например,  $\varphi$ ), однозначно определяет остальные ( $\theta, v$ ). Распределение (5) есть распределение по начальным фазам электронов: электроны с начальной фазой  $\varphi_0$  дрейфуют в направлении, определяемом равенствами  $\operatorname{tg} \varphi = -(\omega_c/\omega) \operatorname{ctg} \varphi_0$ ,  $\operatorname{tg} \theta = -\omega^2 \operatorname{tg} \Psi / (\omega_c^2 - \omega^2) \cos \varphi$  со скоростью  $v(\theta, \varphi) = - (eE_0/m\omega)(\cos \Psi / |\cos \theta|) [1 + (\omega^2/\omega_c^2) \operatorname{tg}^2 \varphi]^{-1/2}$ . При  $V_0 = 0$  зависимость  $\varphi$  и  $\theta$  от  $\varphi_0$  вырождается в  $\varphi = 0, \pi; \theta = \Psi, \pi - \Psi$ , а распределение по модулю дрейфовой скорости есть равномерное по начальным фазам для случая одномерного движения.

Легко найти минимальную и максимальную скорости дрейфового движения:  $v_{\min}^2 = v_{0y}^2; v_{\max}^2 = v_{0y}^2 + |v_{0x}^2 + v_{0z}^2 - v_{0y}^2|$ . Заметим, что при  $\omega = \omega_c \cos \Psi$   $v_{\min} = v_{\max}$ , т.е. все частицы дрейфуют с одинаковыми по модулю дрейфовыми скоростями

$$v = v_{0y} |_{\omega = \omega_c \cos \Psi} = - \frac{eE_0}{m\omega_c \sin \Psi}.$$

Нетрудно получить также и угловое распределение для плотности потока импульса  $f_{pv}(\theta, \varphi)$  и соответствующей плотности потока энергии  $f_\epsilon(\theta, \varphi)$  направленного движения электронов:

$$f_{pv}(\theta, \varphi) = mv(\theta, \varphi)v(\theta, \varphi)f(\theta, \varphi) = \frac{n_e e^2 E_0^2 \cos^2 \Psi}{2\pi m \omega \omega_c \cos^2 \theta \cos^2 \varphi (1 + \omega^2 \operatorname{tg}^2 \varphi)^2 / \omega_c^2} \left[ \delta\left(\theta + \operatorname{arctg} \frac{\omega^2 \operatorname{tg} \Psi}{(\omega_c^2 - \omega^2) \cos \varphi}\right) + \right. \\ \left. + \delta\left(\theta + \operatorname{arctg} \frac{\omega^2 \operatorname{tg} \Psi}{(\omega_c^2 - \omega^2) \cos \varphi} - \pi\right) \right], \\ f_\epsilon(\theta, \varphi) = \left\langle \frac{mv^2(\theta, \varphi)}{2} \right\rangle v(\theta, \varphi) f(\theta, \varphi) = \frac{n_e |e|^3 E_0^3 \cos \Psi}{4\pi m^2 (\omega_c^2 - \omega^2) \omega^2 \omega_c^2 \cos^2 \varphi |\cos \theta|} \frac{1}{[1 + (\omega^2/\omega_c^2) \operatorname{tg}^2 \varphi]^{3/2}} \times \\ \times \left[ \delta\left(\theta + \operatorname{arctg} \frac{\omega^2 \operatorname{tg} \Psi}{(\omega_c^2 - \omega^2) \cos \varphi}\right) + \delta\left(\theta + \operatorname{arctg} \frac{\omega^2 \operatorname{tg} \Psi}{(\omega_c^2 - \omega^2) \cos \varphi} - \pi\right) \right] \left\{ (1/2) (\omega_c^2 - \omega^2) + (1/2) \omega_c^2 (5\omega^2 - \right. \\ \left. - \omega_c^2 \sin^2 \Psi + (\omega_c^2 \cos \Psi - \omega^2)(\omega_c^2 - \omega^2) [1 + (\omega^2/\omega_c^2) \operatorname{tg}^2 \varphi]^{-1} \right\}.$$

Здесь  $V(\theta, \varphi)$  — мгновенная скорость электрона, дрейфующего в направлении  $\theta, \varphi$ ;  $\langle \dots \rangle$  — усреднение по периоду.

На рис. 3 представлен график функции

$$\chi(\varphi) = \frac{1}{A} \langle f(\varphi)v(\varphi)|\sin\theta| \rangle = \frac{1}{a(\cos^2\varphi + \sin^2\varphi/a^2)^{3/2} |a^2 - 1|}; \quad A = \frac{n_e |e| E_0 \sin\Psi}{\pi\omega m},$$

характеризующий угловую плотность распределения потоков электронов в плоскости  $\theta = \pi/2$  для различных значений параметра  $a$  и нормировочного параметра  $\xi$ .

### ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян С. Г., Рухадзе А. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 9, 12 (1978).
2. Арутюнян С. Г., Игнатъев А. В., Рухадзе А. А. Физика плазмы, 7, № 3, 604 (1981).
3. Арутюнян С. Г., Рухадзе А. А. Физика плазмы, 5, № 3, 702 (1979).
4. Игнатъев А. В., Рухадзе А. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 38 (1984).
5. Игнатъев А. В., Рухадзе А. А. Физика плазмы, 9, № 6, 1317 (1983).
6. Арутюнян С. Г., Игнатъев А. В., Рухадзе А. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 7, 17 (1980).
7. Глазов Л. Г., Игнатъев А. В., Рухадзе А. А. Труды Всесоюзного семинара по пробое газов в волновых полях. Горький, 1987, с. 7.

Поступила в редакцию 9 ноября 1987 г.