

ВЫЧИСЛЕНИЕ ПОРОГОВЫХ ПОЛЕЙ ДЛЯ СВЧ ПРОБОЯ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ

П. В. Мороз

УДК 533.951.2

Рассматривается теория, основанная на простых энергетических соотношениях, справедливых в условиях, когда электрон относительно медленно набирает энергию, но можно пренебречь влиянием зоны возбуждения. Построен переход к теории /6/. Рассчитаны пробойные поля для Ne и Ar.

При СВЧ пробое при длительности импульса  $\tau \sim 10$  нсек туннельный эффект начнет проявляться /1 - 3/ только при полях  $E \geq 5 \cdot 10^7$  В/см. Мы будем рассматривать существенно меньшие поля, поэтому единственным процессом ионизации атомов будет электронный удар.

Средняя энергия, поглощаемая слабоионизованным газом в единицу времени в поле СВЧ волны, равна /4/  $\bar{W} = \varepsilon_0 \nu n$ . Здесь  $\nu$  - эффективная частота столкновений электронов с атомами,  $n$  - плотность электронов,  $\varepsilon_0$  - энергия осцилляций электрона в поле СВЧ волны:  $\varepsilon_0 = e^2 E^2 / m(\omega^2 + \nu^2)$ . Энергия  $\bar{W}$  расходуется на сообщение электронам энергии, которую они тратят на ионизацию атомов или их возбуждение и на нагрев электронов до энергии  $\bar{\varepsilon}$  ( $\bar{\varepsilon}$  - энергия, которую имеет первичный электрон после ионизации атома)

$$\bar{W} = \bar{\varepsilon} \frac{dn}{dt} + Q_1 + Q_{ex}. \quad (1)$$

Если не учитывать потери на возбуждение ( $Q_{ex} = 0$ ) и принять, что при ионизации теряется энергия  $\sim I$  (т.е.  $Q_1 = I \frac{dn}{dt}$ ), то вместо (1) будем иметь

$$n \varepsilon_0 \nu = (I + \bar{\varepsilon}) \frac{dn}{dt}. \quad (2)$$

Здесь  $I$  - потенциал ионизации атома.

Для того, чтобы соотношения (1) и (2) были правильными с  $\bar{\epsilon} = \text{const}$ , достаточно, чтобы после ионизации первичный электрон имел энергию

$$\bar{\epsilon} \leq 1 \quad (3)$$

т.е. чтобы ему вновь надо было проходить всю зону ионизации.

Будем считать, что плотность электронов возрастает лавинообразно:  $n = n_0 \exp(\gamma t)$ . Тогда из (2) имеем

$$\gamma = \frac{\epsilon_0 \nu}{1 + \bar{\epsilon}} \quad (4)$$

Энергия  $\bar{\epsilon}$  можно найти из соотношения

$$\int_1^{1+\bar{\epsilon}} \epsilon_0^{-1} h_1 d\epsilon = 1, \quad (5)$$

где  $h_1$  - эффективность ионизации. При выполнении (3) для  $h_1$  можно принять зависимость /5/:  $h_1 = \alpha(\epsilon - 1)$ , где  $\alpha$  - характеристика для газа константа. Тогда условие (5) дает  $\bar{\epsilon} = \sqrt{2\epsilon_0/\alpha}$ , а ограничение (3) имеет вид

$$\epsilon_0 \leq \alpha I^2 / 2. \quad (6)$$

За критерий пробоя примем условие  $n = n_{\text{пр}}$ . Тогда длительность СВЧ импульса  $\tau$  фиксирует необходимое значение постоянной  $\gamma$  развития лавины

$$\gamma_0 = \frac{1}{\tau} \ln(n_{\text{пр}}/n_0).$$

Пороговые поля определяются из условия  $\gamma = \gamma_0$ :

$$E = \gamma_0 \sqrt{\frac{m}{2\alpha\epsilon}} \left( 1 + \frac{\omega^2}{\nu^2} \right) (1 + \sqrt{1 + 2\alpha I \nu / \gamma_0}). \quad (7)$$

Если ввести /5,7/  $E_{\text{эфф}} = E \nu / \sqrt{\omega^2 + \nu^2}$ , то для порогового поля имеем

$$\frac{E_{\text{эфф}}}{\nu} = \frac{\gamma_0}{\nu} \sqrt{\frac{m}{2\alpha\epsilon}} (1 + \sqrt{1 + 2\alpha I \nu / \gamma_0}). \quad (8)$$

При получении (7) и (8) мы пренебрегали  $Q_{\text{ex}}$ . Это можно де-

вать, когда электрон быстро проходит зону возбуждения:

$$h_{\text{ex}} \cdot \Delta / \varepsilon_0 \ll 1. \quad (9)$$

Здесь  $h_{\text{ex}}$  - эффективность возбуждения,  $\Delta$  - ширина зоны возбуждения.

В области более высоких давлений, когда вычисленные для пробы значения  $\varepsilon_0$  не удовлетворяют неравенству (9), необходимо учитывать потери энергии на возбуждение атомов. В этом случае средний электрон с трудом проходит (или вообще не в состоянии пройти) зону возбуждения,  $\bar{\varepsilon} \rightarrow 0$ , и все рассмотрение необходимо вести на основе кинетической теории /6/, в которой постоянная разветвления лавины определяется из равенства:

$$\gamma = \varepsilon_0 \gamma w / I, \quad (10)$$

где  $w$  - вероятность прохождения электроном зоны возбуждения,

$$w = \frac{e^2 \xi}{chz + \xi z^{-1} ahz},$$

где  $\xi = \frac{\Delta}{h \varepsilon_{\text{ex}}}$ ,  $z = \sqrt{\xi^2 + 6 \cdot \xi \cdot \frac{h_{\text{ex}} \Delta}{\varepsilon_0}}$ , а  $\varepsilon_{\text{ex}}$  - средняя энергия, теряемая электроном при возбуждении атома. Подставляя (10) в условие пробы  $\gamma = \gamma_0$ , можно вычислить значения пробойного поля.

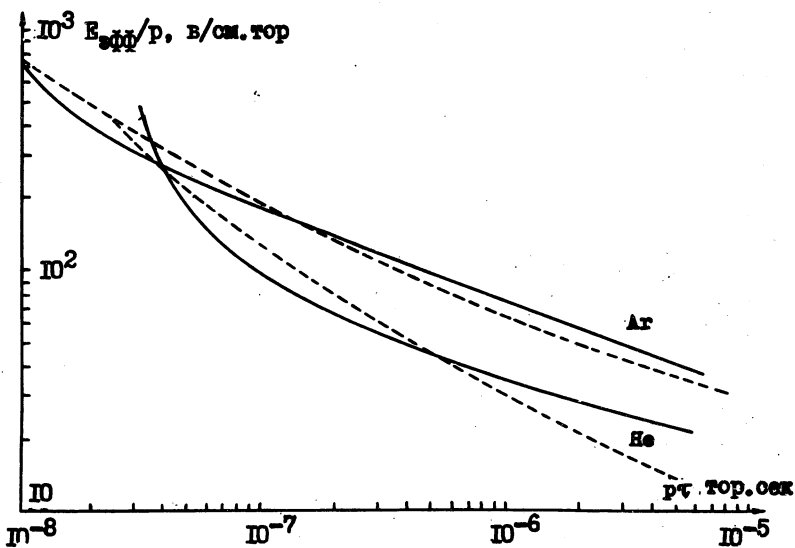
Реальная кривая для порогового поля должна строиться с учетом  $\bar{\varepsilon}$  и  $w$ , т.е. на основе соотношения

$$\gamma = \varepsilon_0 \gamma w / (I + \bar{\varepsilon}), \quad (11)$$

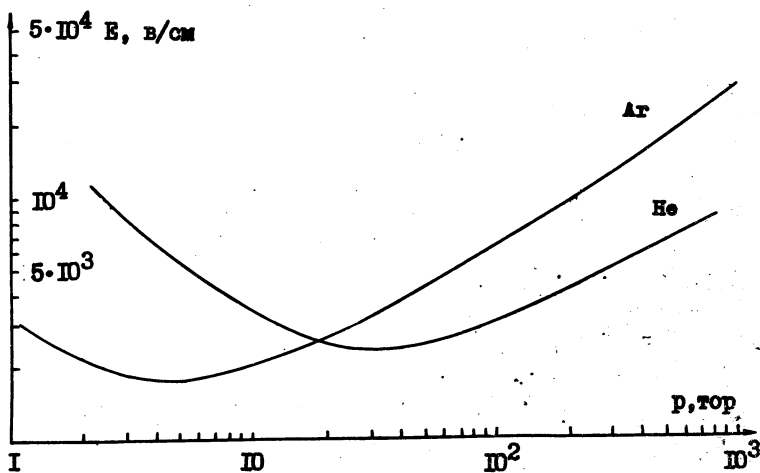
которое в случае (9) переходит в (4), так как  $w \rightarrow 1$ , а в условиях /6/ переходит в (10), так как  $\bar{\varepsilon} \rightarrow 0$ .

Результаты вычислений при использовании (11) для He и Ar показаны на рис. 1 пунктирной линией.

Хотя в настоящее время нет экспериментальных данных по СВЧ пробой наносекундной длительности, результаты теории можно сопоставить с экспериментальными данными /8/ для пробоя газов в постоянном импульсном поле наносекундной длительности. Осуществить такое сравнение можно /7/, если отождествить постоянное пробойное поле в эксперименте /8/ с  $E_{\text{эфф}}$  в нашей теории. В /8/ пробой фиксировался при  $n_{\text{пр}}/n_0 = 10^8$ .



Р и с. 1. Зависимость  $E_{эф}/p$  от  $p\tau$  для He и Ar. Сплошные кривые - экспериментальные результаты /8/, пунктир - теория



Р и с. 2. Рассчитанная зависимость рогового поля от давления для He и Ar ( $\tau = 10^{-8}$  сек,  $\omega = 6 \cdot 10^{10}$  сек $^{-1}$ )

Сплошной линией на рис. 1 показаны усредненные экспериментальные результаты /8/ для He и Ar. На рис. 2 показаны результаты вычислений при использовании (II) для He и Ar в зависимости  $\epsilon(p)$ . При этом взято  $\tau = 10^{-8}$  сек,  $\omega = 6 \cdot 10^{10}$  сек $^{-1}$ .

В теории не были учтены потери энергии электронами при упругих столкновениях с атомами. Этими потерями можно пренебречь лишь при

$$\epsilon_0 > 2\pi l/\lambda. \quad (12)$$

Таким образом, область применимости теории определяется неравенствами (6) и (12).

$$\text{Для He: } 4,8 \text{ в/см.тор} < E_{\text{эф}}/p < 80 \text{ в/см.тор},$$

$$\text{для Ar: } 7,4 \text{ в/см.тор} < E_{\text{эф}}/p < 560 \text{ в/см.тор}.$$

В теории не учитывались потери электронов из области разряда, связанные с их диффузией. Это оправдано, так как в широкой области давлений соблюдается условие  $\gamma_0 \gg D/\Lambda^2$ , где  $D$  - коэффициент диффузии,  $\Lambda$  - характерная диффузная длина (для пробоя в неограниченном пространстве  $\Lambda \sim \lambda$  - длины СВЧ волны).

Автор выражает глубокую благодарность М. Д. Райзеру и А. А. Рухадзе за ценные замечания и полезные обсуждения.

Поступила в редакцию  
14 января 1977 г.