

ПРОБОЙ ГАЗОВОГО СЛОЯ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В СИЛЬНЫХ СВЧ ПОЛЯХ

А.В. Игнатъев, А.А. Рухадзе

УДК 533.537.5

Показано, что при импульсном СВЧ пробое слоя газа в сильных полях плотность образованной плазмы может значительно превышать критическую, а функция распределения электронов близка к максвелловской с температурой ниже потенциала ионизации и имеет небольшой "горб" при энергиях порядка энергии их осцилляций в СВЧ поле.

1. В последние годы был проведен ряд теоретических и экспериментальных исследований /1-6/ по пробоем газом в сильных СВЧ полях в условиях, когда энергия осцилляций электронов в поле волны намного превосходит энергию ионизации атомов газа, т.е.

$$W_0 = mv_0^2/2 = e^2 E_0^2 / 2m\omega_0^2 \gg I, \quad (1)$$

где E_0 и $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ — амплитуда и частота СВЧ поля, I — энергия ионизации атомов. Некоторые выводы теории /1-3/, качественно отличающейся от классической теории СВЧ пробоя газом в относительно слабых полях /7,8/, например, время развития пробоя, хорошо согласуются с экспериментальными данными /4-6/. Вместе с тем, ряд выводов теории, справедливой, строго говоря, только для пространственно однородного случая, находится в резком противоречии с экспериментом. Так согласно /1,3/, функция распределения электронов в плазме СВЧ пробоя газа в условиях (1) соответствует почти равномерному распределению электронов по энергиям с некоторым пиком при энергиях порядка энергии их осцилляций в СВЧ поле, в то время как в экспериментах /4,5/ наблюдалось распределение Максвелла с температурой в несколько электронвольт (явно меньшей энергии ионизации атомов газа и, тем более, энергии осцилляций электронов в СВЧ поле). Кроме того теория /1-3/, также как и классическая теория СВЧ пробоя /7,8/, утверждает, что концентрация электронов n_e не может существенно превышать критическую $n_c = m\omega_0^2/4\pi e^2$, в то время как в экспериментах /4,5/ наблюдались концентрации $n_e \gg n_c$.

Устранению указанных противоречий между теорией и экспериментом и качественному объяснению наблюдаемых явлений посвящена настоящая работа.

2. Рассмотрим плоский слой газа толщиной $\Delta < \lambda_0$ и давлением P_0 , помещенный в сильное продольное СВЧ поле $E = E_0 \sin \omega_0 t$. Будем считать, что, наряду с неравенством (1), выполнены следующие условия *)

$$P_0 \ll 3 \cdot 10^{-4} W_0^2 / \bar{z} I \Delta, \quad (2/\bar{z} \lambda_0) \sqrt{W_0}, \quad (2)$$

где \bar{z} — среднее зарядовое число атомов газа. Первое из этих условий означает малость толщины слоя Δ по сравнению с ионизационной длиной пробега электронов с энергией W_0 в газе, т.е. $\Delta < v_0 W_0 / 3\nu_1$, где $\nu_1 \cong 10^8 \times \times P_0 \bar{z} c / v_0$ частота ионизационных столкновений; второе же условие соответствует неравенству $\omega_0 \gg \nu_1$, которое обеспечивает справедливость (1) для W_0 . Кроме того будем считать, что длительность импульса СВЧ меньше гидродинамического времени разлета плазменного слоя $(\Delta/v_0) (m/M)^{1/2}$, где M — масса ионов, а поэтому в процессе пробоя газа слой остается неподвижным. Пусть слой плазмы, как это имеет место в экспериментах /4,5/, контактирует с проводящей поверхностью, так что быстрые электроны свободно могут покидать слой, не создавая потенциала.

Отметим, что при $\bar{z} \sim 10$ (воздух), $\Delta \sim \lambda_0 \sim 3 - 10$ см и $W_0 \sim 1 - 10$ кэВ условия (3) хорошо выполняются вплоть до давления газа $P_0 \ll 1$ торр, что также соответствует экспериментальным условиям /4,5/.

В указанных предположениях процесс пробоя газового слоя будет происходить следующим образом: сначала слой будет ионизоваться в поле СВЧ волны однородно, пока концентрация электронов не достигнет n_c , после чего СВЧ поле будет вытесняться на поверхность слоя с некоторой толщиной $2\Delta^* < \Delta$, не проникая во внутренние области; внутренние области газа будут продолжать ионизоваться потоками быстрых электронов, генерируемых СВЧ полем на поверхности слоя /3/. Концентрация электронов в узком поверхностном слое n_c^* определяется балансом ионизации газа в этом слое СВЧ полем, диффузионным притоком электронов из внутренних областей плазмы и потерями, обусловленным потоком быстрых электронов из слоя:

*) Всюду ниже W_0 и I даются в электронвольтах, длины Δ и λ_0 — в сантиметрах, а P_0 — в торрах.

$$n_e^* \nu_i \delta = \frac{1}{3} n_e^* v_0 + D \frac{dn_e}{dx}, \quad (3)$$

где $\delta = c / (4\pi e^2 n_e^* / m)^{1/2} < \Delta^*$ — толщина поверхностного слоя, $D = v_{Te}^2 / \nu_e$ — коэффициент диффузии плазменных электронов, концентрация которых $n_e(x)$, а температура $T_e \sim \text{const}$, $\nu_e \cong 3 \cdot 10^9 P_0$. Соотношение (3) следует рассматривать как граничное условие при $|x| = \Delta^*$ к уравнению баланса для концентрации электронов во внутренней области плазмы, где СВЧ поле отсутствует и ионизация газа обусловлена потоком быстрых электронов из поверхностного слоя:

$$D \frac{d^2 n_e}{dx^2} + \nu_i n_e^* - \nu_a n_e - \beta n_e^2 = 0, \quad (4)$$

$$n_e \Big|_{|x| = \Delta^*} = n_e^*, \quad \frac{dn_e}{dx} \Big|_{x=0} = 0.$$

Здесь ν_a — частота прилипания плазменных электронов, а $\beta \approx 10^{-7}$ — константа рекомбинации /9/.

Пренебрегая прилипанием и рекомбинацией (при низких давлениях газа), из (4) находим распределение плотности электронов плазмы:

$$n_e = n_e^* + (\nu_i n_e^* / 2D) [(\Delta^*)^2 - x^2]. \quad (5)$$

Подставляя это выражение в (3) и учитывая, что $\delta \ll \Delta^*$, имеем $\Delta^* \approx v_0 / 3\nu_i$, а

$$\frac{n_e(0)}{n_e^*} \cong 1 + \frac{W_0}{18T_e} \frac{\nu_e}{\nu_i}. \quad (6)$$

Наконец отметим, что, так как при ионизации газа быстрыми электронами образуется плазма со средней энергией электронов порядка энергии ионизации атомов, то и температура плазмы $T_e < I$. Поэтому функция распределения электронов в слое должна быть близкой к максвелловской с $T_e \leq I$, на которой, однако, имеется "горб" быстрых электронов с концентрацией n_e^* и энергией $W \sim W_0$. Концентрация n_e^* определяет и поток быстрых электронов, покидающих слой.

3. В заключение проведем численные оценки для СВЧ пробоя воздуха, соответствующие условиям эксперимента /5/. При $z \sim 10$, $W_0 \sim 1$ кэВ, $T_e \sim \sim 3$ эВ и $\Delta \sim \lambda_0 \sim 10$ см согласно (6) $n_e / n_e^* \sim 10^2$, а толщина плазменного слоя $2\Delta^* \sim 1$ см. В экспериментах /5/ действительно наблюдались концент-

рации электронов, намного больше критической, а число быстрых электронов составляло около 1% от их общего числа.

Хотя выше мы говорили об изолированном газовом слое с $\Delta < \lambda_0$, не трудно понять, что все полученные выше результаты справедливы для случая, когда происходит пробой газа на поверхности твердого тела. В этом случае быстрые электроны будут генерироваться в слое толщиной δ и поддерживать плазму на поверхности твердого тела с толщиной Δ^* . Поэтому приведенные выше оценки сохраняются с учетом того обстоятельства, что пробой будет происходить в парах материала твердого тела.

Поступила в редакцию 29 ноября 1983 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Г. Арутюнян, А.А. Рухадзе, Краткие сообщения по физике ФИАН, № 9, 12 (1978); Физика плазмы, 5, 702 (1978).
2. С.Г. Арутюнян, А.В. Игнатъев, А.А. Рухадзе, Краткие сообщения по физике ФИАН, № 7, 17 (1979).
3. А.В. Игнатъев, А.А. Рухадзе, Физика плазмы, 9, 1198 (1983).
4. В.И. Баринов и др., Труды ФИАН СССР, "Наука", М., 92, 35, 1974 г.
5. В.И. Баринов, Д.М. Карфидов, Физика плазмы, 1, 638 (1975).
6. S.G. Arutyunyan et al., Journ. Physique, 40, Suppl. 7, p. C-7-219 (1979).
7. А. Мак-Дональд, СВЧ-пробой газов, "Мир", М., 1969 г.
8. Ю.П. Райзер, Лазерная искра и распространение разрядов, "Наука", М., 1974 г.
9. И. Мак-Даниель, Процессы столкновений в ионизованных газах, "Мир", М., 1967 г.