

## СВЧ РАЗРЯД В ГАЗЕ, ВЫЗВАННЫЙ БЕСКОНЕЧНЫМ СИНФАЗНЫМ ТОКОМ

Х. В. Валиев, Е. Н. Моторин, Б. А. Пригоды, Л. Я. Хигер

При описании развитого СВЧ пробоя, плазма которого существенно искажает распределение электромагнитного поля, необходимо искать совместное решение уравнений Максвелла и нелинейно связанных с ними уравнений, описывающих состояние плазмы. Эта нестационарная задача, даже в одномерном случае, требует громоздких расчетов на ЭВМ. Чтобы не прибегать к грубым приближениям при описании плазмы разряда, нами выбрана идеализированная модель, для которой будет получено численное решение.

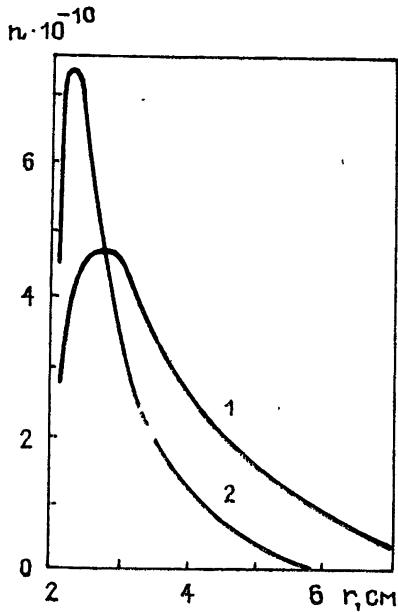


Рис. 1.

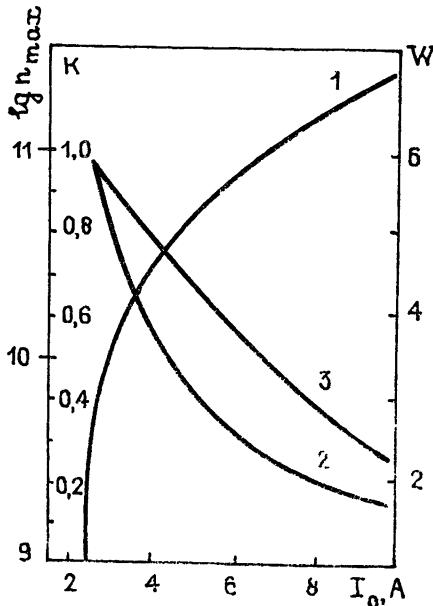


Рис. 2.

Рассматривается бесконечный синфазный ток, протекающий по поверхности цилиндра радиуса  $R$  параллельно оси цилиндра и изменяющийся со временем по гармоническому закону  $I = I_0 e^{i\omega t}$ . Газ (воздух), в котором происходит пробой, расположен во внешнем по отношению к цилиндуру пространстве. Возникающая плазма описывается заданием концентрации электронов  $n$ , которая зависит в силу симметрии задачи только от одной пространственной координаты  $r$  (расстояния до оси цилиндра). Функция  $n(r, t)$  удовлетворяет уравнению непрерывности

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \Delta n + (v_i(E) - v_0)n - \alpha n^2, \quad (1)$$

где  $v_i$  — зависящая от амплитуды поля частота ионизации;  $D, v_0, \alpha$  — коэффициент диффузии, частота прилипания, коэффициент рекомбинации соответственно, причем последние принимаются не зависящими от поля. Границные условия для (1) выбираются в виде

$$n(r, t) |_{r=R} = n(r, t) |_{r \rightarrow \infty} = 0. \quad (2)$$

Уравнения Максвелла в нашем случае сводятся к уравнению для азимутальной компоненты магнитного поля  $H_\varphi$ :

$$r^2 \frac{d^2 H_\varphi}{dr^2} + r \frac{dH_\varphi}{dr} + [k^2 r^2 \epsilon(r) - 1] H_\varphi - r \frac{d \ln \epsilon}{dr} \frac{d(r H_\varphi)}{dr} = 0, \quad (3)$$

где

$$k = \frac{\omega}{c}, \quad \epsilon(r) = 1 - \frac{4\pi e^2}{m \omega (\omega - i v)} n(r). \quad (4)$$

Границные условия представляют собой условие излучения на бесконечности

$$H_\varphi |_{r \rightarrow \infty} \sim (1/\sqrt{r}) e^{-ikr}, \quad (5)$$

условия на поверхности цилиндра

$$E_z(R=0) = E_z(R+0), \quad H_\varphi(R+0) - H_\varphi(R=0) = 2I_0 c R \quad (6)$$

и условие в нуле

$$H_0|_{r=0} = 0. \quad (7)$$

При решении системы (1)–(7) считаем, что процессы установления электромагнитного поля значительно быстрее характерного времени изменения концентрации  $v^{-1}$ . Тогда в каждый момент времени электромагнитное поле определяется как решение (3)–(7) с заданным в этот момент распределением концентрации  $n(r)$ .

Таким образом, задача сводится к решению (1), (2) с использованием полученной функциональной зависимости  $E(n(r))$ . Для решения уравнения (1) используется метод Галеркина, в котором  $n(r, t)$  разлагается по системе пробных функций, удовлетворяющих условиям (2). Решение, соответствующее стационарному СВЧ разряду, определяется при  $t \rightarrow \infty$ , когда  $\partial n / \partial t \rightarrow 0$ .

Численный расчет проводился для значений  $R = 2$  см,  $v = 5,3 \cdot 10^9$  с $^{-1}$ ,  $v_0 = 50$  с $^{-1}$ ,  $D = 200$  см $^2 \cdot$ с $^{-1}$ ,  $\omega = 6\pi \cdot 10^8$  с $^{-1}$ . Зависимость частоты ионизации от поля выбрана в соответствии с [4].

Результаты расчетов представлены на рисунках. На рис. 1 изображены профили плазмы в отсутствие [1] и при наличии [2] рекомбинации при токе  $I_0 = 4,7$  А. На рис. 2 приведены кривые зависимости от амплитуды тока  $I_0$  таких величин, как 1 — максимальная концентрация электронов в плазме СВЧ разряда  $n_{max}$ , 2 — коэффициент ослабления поля в дальней зоне  $K = |E| / |E_0|$ , где  $E_0$  — амплитуда электромагнитного поля в отсутствии плазмы; 3 — величина  $W = (K I_0)^2$ , пропорциональная излучаемой мощности. Данные результаты получены для плазмы при отсутствии рекомбинации.

На рис. 3 приведены зависимости тех же величин в плазме с рекомбинацией.

Коэффициент рекомбинации в последнем случае был выбран  $\alpha = 10^{-7}$  см $^3 \cdot$ с $^{-1}$ . В области 6,5–9 А обнаружена неустойчивость решения, изучение которой будет проведено отдельно.

Сравнение рисунков показывает существенное влияние рекомбинации на рассматриваемые величины, особенно на излучаемую мощность.

Отметим, что критическое значение тока зажигания разряда составляется в обоих случаях  $I_{kp} = 2,5$  А.

## ЛИТЕРАТУРА

- Лупан Ю. А. — ЖТФ, 1977, 46, № 11, с. 2321.

Ташкентский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
2 октября 1985 г.,  
после переработки  
3 октября 1986 г.

## ОЦЕНКА СВЕРХУ ДЛЯ ТЕНЗОРА ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЫ, ВЫРАЖЕННАЯ ЧЕРЕЗ ТЕНЗОР ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ ПРОВОДЯЩЕЙ ЧАСТИЦЫ, ИМЕЮЩЕЙ ТУ ЖЕ ФОРМУ

В. П. Казинцев, Е. И. Куклин

Известно [1], что для решения многих задач о рассеянии электромагнитных волн на малых диэлектрических частицах достаточно найти тензор поляризумости рассеивающей частицы в однородном статическом электрическом поле. В работах [2, 3] были предложены неравенства, позволяющие оценивать значение поляризумости диэлектрических тел снизу. Очевидно, что генность оценок такого рода существенно возрастает, если наряду с оценками снизу удастся найти и оценки сверху ибо тогда можно будет определить и максимальную погрешность имеющихся оценок. В связи