

15. Лосева Т. В., Немчинов И. В. О дозвуковых радиационных волнах в воздухе // Квантовая электроника.— 1982.— Т. 9, № 3.
 16. Лосева Т. В., Немчинов И. В. Дозвуковые радиационные волны. Сравнение теории и эксперимента // Квантовая электроника.— 1982.— Т. 9, № 7.

Поступила 6/VII 1987 г.

УДК 537.521.7

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИНДУКЦИОННОГО ВЧ-РАЗРЯДА

Е. Т. Протасевич
(Томск)

Применение высокочастотного разряда в науке и технологии обусловлено главным образом относительной легкостью получения в широком диапазоне давлений устойчивой неравновесной плазмы. Обмотка возбуждения индукционного ВЧ-разряда в конструктивном отношении представляет собой катушку, содержащую несколько (иногда 3—5) витков провода. Однако для ряда приложений [1] требуется замена такой «редкой» обмотки на сплошную, свернутую в рулон, который охватывал бы снаружи цилиндрическую разрядную камеру.

Цель настоящей работы — экспериментальное получение плазмы газового разряда с однородным по концентрации распределением электронов вдоль оси разрядной камеры.

Известно, что для индукционного ВЧ-разряда параметры обмотки возбуждения и генерируемой плазмы связаны между собой соотношением [2], которое справедливо при высокой температуре электронов T_e :

$$(1) \quad \int_0^{T_m} \sigma(T) \lambda(T) dT = \frac{c^2 H_0^2}{64\pi} = \left(\frac{I_0 n}{2} \right)^2$$

где $\sigma(T)$ и $\lambda(T)$ — электропроводность и теплопроводность плазмы; H_0 — амплитуда магнитной составляющей; $I_0 n$ — ампер-витки.

На рис. 1 и 2 приведены изображения рассматриваемой обмотки и ее эквивалентная схема. Для удобства расчета преобразуем эквивалентную схему, как это показано на рис. 2, б. Считая катушку «тонкой» ($r_c \ll r_{\min}$ и $l^2/4 \gg r^2$), запишем ток, протекающий по элементарному кольцу шириной dl : $di = jdl = jdx$ ($j = I_0/l = \text{const}$) и магнитное поле

dH , создаваемое им в центре катушки: $dH = \frac{r_c^2}{2(r_c^2 + x^2)^{3/2}} di$. Тогда суммарное магнитное поле всей обмотки

$$(2) \quad H = j \frac{r_c^2}{c} n \int_{-l/2}^{l/2} \frac{dx}{(r_c^2 + x^2)^{3/2}} \approx \frac{i}{l} n.$$

Упрощение в (2) сделано в соответствии с предположением, что $l^2/4 \gg r_c^2$. Используя известные соотношения между индуктивностью L и магнитной индукцией и полагая, что площади отдельных витков приблизительно

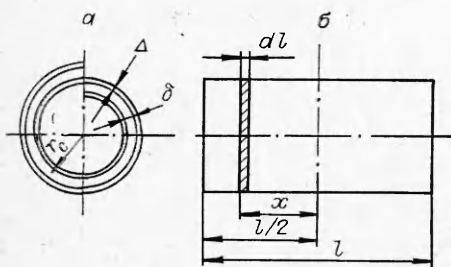


Рис. 1

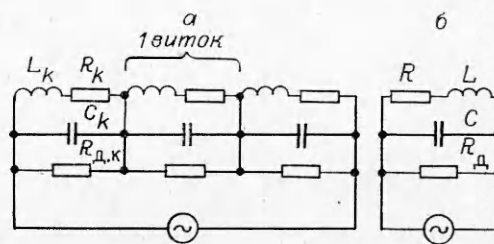
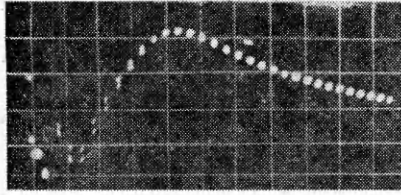


Рис. 2



Р и с. 3

$\simeq \delta/r_c$, то, считая $C_1 \simeq C_2 \simeq \dots C_n$, получаем $C = 4\pi\epsilon_0 l r_c / (n\delta)$.

Определим активное сопротивление R и сопротивление потерь в диэлектрике катушки $R_{д.к.}$. Нетрудно показать, что они соответственно равны $R = 2\pi\rho r_c n / (l\Delta)$, $R_{д.к.} = \rho_d \delta n / (2\pi l r_c)$ (ρ и ρ_d — удельная проводимость материала катушки и диэлектрика).

Подставляя полученные значения для L и C в выражение для резонансной частоты контура, находим $f = \frac{c}{4\pi} \sqrt{\frac{\delta}{n r_c^2 \epsilon}}$ (c — скорость света).

Из рис. 2, б видно, что такая обмотка возбуждения, свернутая в рулон, является параллельным контуром для ВЧ-генератора, в котором наблюдается резонанс токов, т. е. ток контура превосходит ток в неразветвленной части цепи в Q раз. Из выражения (1) следует, что это обстоятельство существенно влияет на амплитуду магнитной составляющей ВЧ-поля и на параметры плазмы.

Резонансное сопротивление контура $R_{0e} = Q^2 R$ определяется добротностью обмотки возбуждения

$$(3) \quad Q = \frac{\Delta}{4\pi\rho} \sqrt{\frac{\mu_0 \delta n}{r_c \epsilon \epsilon_0}}$$

Из (3) следует, что для получения Q_{\max} необходимо, чтобы $\delta \rightarrow \delta_{\max}$ и $\epsilon \rightarrow \epsilon_{\min}$. Поскольку для большинства твердых диэлектриков $\epsilon = 3-5$, оптимальным для резонанса будет случай, когда в качестве изоляции между слоями служит обычный воздух ($\epsilon \simeq 1$).

Проверка эффективности работы рассматриваемой обмотки для возбуждения ВЧИ-разряда проводилась на генераторе ($f = 36-37$ МГц, $P = 40-60$ кВт, $\tau = 10-60$ мс, $F = 1-5$ Гц) в диапазоне давлений доли — тысячи паскалей, когда в качестве разрядной камеры служила кварцевая труба ($d \sim 9 \cdot 10^{-2}$ м, $l \sim 1$ м). Сравнение производилось с ВЧЕ-разрядом, который получался при тех же условиях эксперимента [3]. Концентрация плазмы измерялась СВЧ-интерферометром ($\lambda \sim 3 \cdot 10^{-2}$ и $8 \cdot 10^{-3}$ м). Типичная интерферограмма приведена на рис. 3 (метки времени через 20 мкс).

Для ВЧЕ-разряда и двух пар внешних кольцевых электродов, изготовленных в виде пластин шириной $\sim 0,1$ м [3], усредненные концентрации электронов n_e в плазме по краям и на середине расстояния между электродами отличаются не менее чем на порядок, в то время как для рассматриваемой обмотки, содержащей три витка, градиент по концентрации не превышал погрешности измерений, т. е. 15—20 %. Таким образом, во втором случае распределение плазмы вдоль разрядной камеры оказывается более равномерным, что может быть использовано на практике [1].

Что касается других характеристик плазмы (температуры, частоты столкновений и т. д.), то в пределах погрешности измерений (~ 20 %) они практически оказались одинаковыми для ВЧЕ- и ВЧИ-разрядов. Так, в частности, при давлении порядка $\sim 10^3$ Па $n_e \geq 10^{19}-10^{20}$ м $^{-3}$, а $T_e \sim 1$ эВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Диденко А. Н., Протасевич Е. Т., Тихомиров В. В. Прохождение сильноточных электронных пучков через плазму при низком давлении // Письма в ЖТФ.— 1975.— Т. 1, вып. 15.
2. Митин Р. В., Валужин В. С. Пороговый режим емкостного высокочастотного газового разряда // ТВТ.— 1984.— Т. 22, № 1.
3. Протасевич Е. Т. Источник неравновесной плазмы низкого давления // ПТЭ.— 1986.— № 5.

Поступила 16/VI 1987 г.

УДК 537,523

ВЛИЯНИЕ НАГРЕВА ГАЗА НА РАЗВИТИЕ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ

В. М. Фомин, В. А. Швейгерт, И. В. Швейгерт

(Новосибирск)

В газоразрядных системах высокого давления джоулев нагрев газа изменяет интегральные величины разряда, плотность тока и катодное падение напряжения. В катодном темном пространстве (КТП) самостоятельного тлеющего разряда напряженность электрического поля на несколько порядков больше, чем в положительном столбе, поэтому быстрые ионы путем перезарядки на атомах нагревают газ в основном в тонком слое, прилегающем к катоду. В газоразрядных трубках неравномерный вклад энергии по разрядному промежутку вызывает продольное движение газа и образование ударных волн (УВ), интенсивность которых определяется скоростью энерговыклада. В области малых полей газ греется слабо, так как температура ионов близка к температуре газа, а передача энергии от электронов к атомам затруднена из-за большой разницы в массах.

Аналитическое рассмотрение возмущений в лазерной среде проведено в [1] в акустическом приближении. В [2] полученные интерферограммы ясно показывают распространение УВ от катода через активную лазерную среду. Там же сделана оценка нагрева газа по измеренной скорости распространения волны. Несамостоятельный тлеющий разряд описывается в [3] на основе численного решения газодинамических уравнений в стационарном случае, а также в изобарическом приближении. В настоящей работе проведен самосогласованный расчет нестационарной системы газодинамических уравнений для теплопроводного газа и уравнений, описывающих газовый разряд в дрейфовом приближении (ДП). Прослеживаются эволюция тлеющего разряда в неоне, нагрев газа, образование и распространение УВ, а также изменение катодного падения U_K и тока разряда j .

При описании газового разряда высокого давления учитывались процессы ионизации, рекомбинации, рождение вторичных электронов на катоде за счет ионно-электронной эмиссии и фотоэмиссии. Система уравнений включает уравнение переноса для электронов и ионов и уравнение Пуассона для электрического поля

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (v_e + v) n_e &= \alpha v_e n_e - \beta n_i n_e, \quad v_e = \mu_e E, \\ \frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (-v_i + v) n_i &= \alpha v_e n_e - \beta n_i n_e, \quad v_i = \mu_i E, \\ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} &= 4\pi e (n_e - n_i), \quad E = \frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad U_p = U_0 - jR, \quad j = \sigma E \end{aligned}$$

с начальными и граничными условиями

$$n_e(z, 0) = n_i(z, 0) = n_0, \quad U_p(t=0) = U_0,$$

$$v_e n_e(0, t) = \gamma_i n_i v_i + \gamma_{ph} \int_0^d \alpha v_e n_e dz, \quad n_i(d, t) = 0, \quad \varphi(0, t) = 0, \quad \varphi(d, t) = U_p.$$

Здесь и ниже координаты катода $z = 0$, анода $z = d$; d_K — ширина КТП; v — скорость движения газа; n_e и n_i — концентрации; μ_e и μ_i — подвижности электронов и ионов; β — коэффициент рекомбинации; φ — потен-