

01:04

Локализация высокочастотного емкостного разряда в длинной полосковой линии

© Ю.П. Райзер, М.Н. Шнейдер

Институт проблем механики РАН, Москва
ВНИЦ ВЭЦ, Истра

Поступило в Редакцию 18 ноября 1996 г.

Рассматривается самосогласованная задача о ВЧ емкостном разряде среднего давления в длинной полосковой линии с учетом нагрева газа. Получены стационарные распределения параметров разряда вдоль линии. Показано, что разряд горит в определенных участках, положение и протяженность которых зависят от амплитуды приложенного напряжения.

1. Путем организации высокочастотного емкостного разряда (ВЧЕ) разряда в газе между длинными близко расположенными электродными полосами были созданы высокоэффективные и компактные CO_2 -лазеры [1]. Повышению лазерной мощности способствует увеличение частоты поля f [2]. Однако при $f > 100\text{--}150$ МГц вступают в действие неблагоприятные волновые эффекты, которые приводят к сильному изменению амплитуды ВЧ напряжения V_a вдоль полос (по оси x). В работе [3], где измерялось распределение V_0x , эффект рассматривался и теоретически. Считалось, что длинная линия, каковой являются электродные полосы, нагружена разрядом с не зависящими от x заданными погонными параметрами. Модель правильно отражает характер распределения $V_a(x)$, но ничего не говорит о неоднородности разряда и обратном ее влиянии на $V_a(x)$.

Ниже рассматривается самосогласованная задача о длинной линии с ВЧ разрядом. Определяющую роль здесь играет присущий ВЧ разряду эффект нормальной плотности тока. Он проистекает от нагрева газа в разряде, крайне существенного также и для лазерных характеристик. Решение выявляет новые особенности ВЧЕ разряда в полосковой системе. Разряд горит в определенных участках на оси x , положение и протяженность которых зависят от амплитуды прило-

женного напряжения. Разряд является аномальным повсюду, кроме краев, где он нормален. При повышении напряжения разрядные участки расширяются, как при усилении тока в нормальном режиме на более низких частотах. При фиксированных ЭДС ВЧ-генератора и импедансе внешней цепи ток, напряжение и геометрия разрядных участков вполне определены вольт-амперной характеристикой (ВАХ) разрядной системы и "нагрузочной прямой". Разрядный объем можно регулировать, меняя параметры внешней цепи. Однако повышение напряжения в стремлении заполнить плазмой объем может привести к губительному для лазерной генерации перегреву в участках повышенной аномальности. Таким образом, возникает необходимость оптимизации параметров разрядной системы и внешней цепи.

Возможно, радикальным способом борьбы с последствиями волновых эффектов является искусственное выравнивание напряжения вдоль полос, скажем, путем применения вспомогательных распределенных индуктивностей или секционированием электродов, что сильно усложняет дело (ссылки в [2,3]). Но понимание реального влияния волновых эффектов на разряд, на что направлена данная работа, может помочь оптимизации неусложненных систем.

2. Рассмотрим стационарный разряд α -типа между электродными полосами длины l , ширины a , разделенными расстоянием h . К середине, в точке $x = 0$, приложено напряжение $V(0) = V_a \exp(i\omega t)$ (рис. 1). Запишем уравнения для комплексных амплитуд напряжения \bar{V} и тока \bar{I} вдоль электродной линии

$$d\bar{V}/dx = -i\omega L_1 \bar{I}, \quad d\bar{I}/dx = \bar{V}/Z_1, \quad Z_1 = Z/a. \quad (1)$$

Здесь L_1 — погонная индуктивность линии, Z_1 — погонный импеданс межэлектродного пространства с разрядом. Импеданс на единицу площади электродов Z вычислен в [2] на основе простейшей модели разряда:

$$Z(x) = \frac{hm(\nu_m + i\omega)/e^2 n + 2A \cdot 4\pi/i\omega}{1 - \omega^2/\omega_p^2 + i\omega\nu_m/\omega_p^2} [\text{Ом} \cdot \text{см}^2]. \quad (2)$$

Плотность ионов в этой модели считается постоянной вдоль ВЧ-тока; с нею совпадает плотность осциллирующей плазмы $n = n(x)$; ν_m — эффективная частота столкновений электронов с

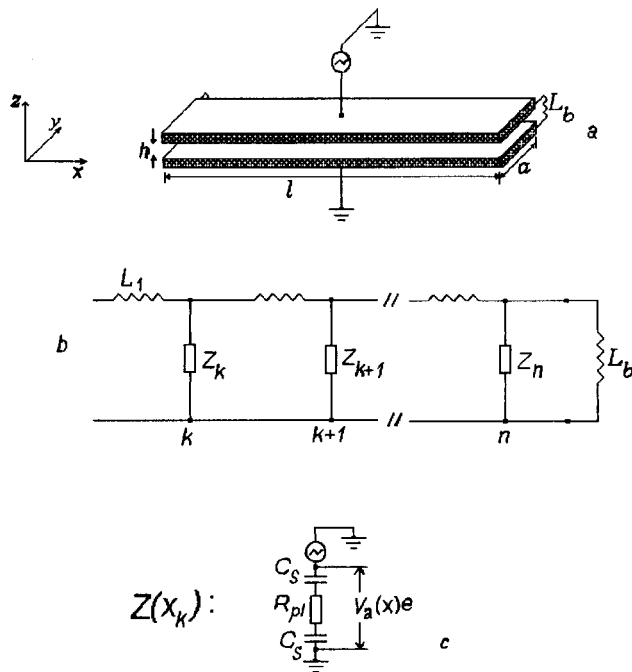


Рис. 1. *a* — схема эксперимента с ВЧ разрядом в полосковой линии [3]; *б* и *в* — эквивалентные схемы длинной линии и элементарного поперечного ВЧ емкостного α -разряда [2] соответственно.

молекулами, $\omega_p = (4\pi e^2 n/m)^{1/2}$ — плазменная частота. Амплитуда колебаний границ плазмы A удовлетворяет уравнению

$$A^2 \left[(\omega^2 - \omega_p^2 \cdot 2A/h)^2 + \omega^2 \nu_m^2 \right] = (eV_a/mh)^2. \quad (3)$$

Для типичных для лазеров параметров $f = 100$ МГц, $p = 100$ Тор, $h = 0.2$ см и $n \sim 10^{10} - 10^{11}$ см $^{-3}$, $\nu_m \gg \omega$, $A \ll h$, $\nu_m \omega \gg \omega_p^2 \cdot 2A/h$. При этом $A(x) \approx \mu_e E_a / \omega$, где $\mu_e = e^2 / m \nu_m$ — подвижность электронов, $E_a \approx V_a / h$ — ориентировочно амплитуда поля в плазме.

Свяжем $n(x)$ и амплитуду плотности разрядного тока $j_a(x) \approx en \mu_e E_a$ с напряжением $V_a(x)$. Оно складывается из

напряжений на слоях V_s и плазме V_p , которые сдвинуты по фазе приблизительно на $\pi/2$. Поэтому

$$V_a = (V_{as}^2 + V_{ap}^2)^{1/2}, \quad (4)$$

причем $V_{as} = 8\pi enA^2$ [2], $V_{ap} = E_a(h - 2A)$. Поскольку $\mu_e \sim N^{-1}$ (N^{-1} — плотность числа молекул), а давление $p = NkT$ при нагреве газа до температуры T остается неизменным ($p = N_0kT_0$, где $T_0 = 300\text{ K}$ — температура охлаждаемых электродов), $V_{as} = (2e/\pi)\mu_e^{02}(E_a/p)^2(T/T_0)^2nf^{-2}$. Поле в плазме E_a и n связаны условием ионизационно-рекомбинационного баланса

$$\nu_{iВЧ} = \beta n, \quad \nu_{iВЧ} \approx (2E_a/\pi B_1 N)^{1/2} \mu_e E_a \alpha(E_a). \quad (5)$$

Частота ионизации в ВЧ поле $\nu_{iВЧ}$ приближенно выражается через таунсендовский коэффициент $\alpha(E) \sim N \exp(-B_1 N/E)$ [2]. Если в газе происходит прилипание, в качестве β следует брать эффективный коэффициент рекомбинации. Наконец, T определяется условием баланса тепла, которое выносится теплопроводностью к электродам. Приближенно [2]

$$\Theta - \Theta_0 = \langle jE \rangle h^2 / 12, \quad \Theta = \Theta(T), \quad \Theta_0 = \Theta(T_0), \quad (6)$$

где $\Theta = \int_0^T \lambda dT$ — потенциал потока тепла, $\lambda(T)$ — теплопроводность; $\langle jE \rangle$ — среднее за период выделение джоулева тепла в 1 см^3 в 1 с. Потери колебательной энергии молекул не велики [2].

Уравнения (4)–(6) определяют ”ВАХ” разряда $V_a(j_a)$. Она имеет минимум V_{\min} , которому соответствует нормальная плотность тока j_{an} . При $j_a < j_{an}$ и $V_a < V_{\min}$ разряд гореть не может. В областях, где $V_a > V_{\min}$, реализуется аномальный режим, а точки x , где $V_a = V_{\min}$, разграничивают токовые и бестоковые зоны. С учетом этого положения, которое для математической задачи следует рассматривать как физический постулат, и решается система уравнений (1)–(6) с граничными условиями на концах линии. Обычно электроды на концах замыкают балластными индуктивностями L_b , так что $\tilde{V}(l/2) = i\omega L_b I(l/2)$. Амплитуда приложенного напряжения $V_a(0) = \tilde{V}(0)$ считается задаваемым параметром; тогда решение определяет полный разрядный ток $2 \int_0^{l/2} a j_a dx$.

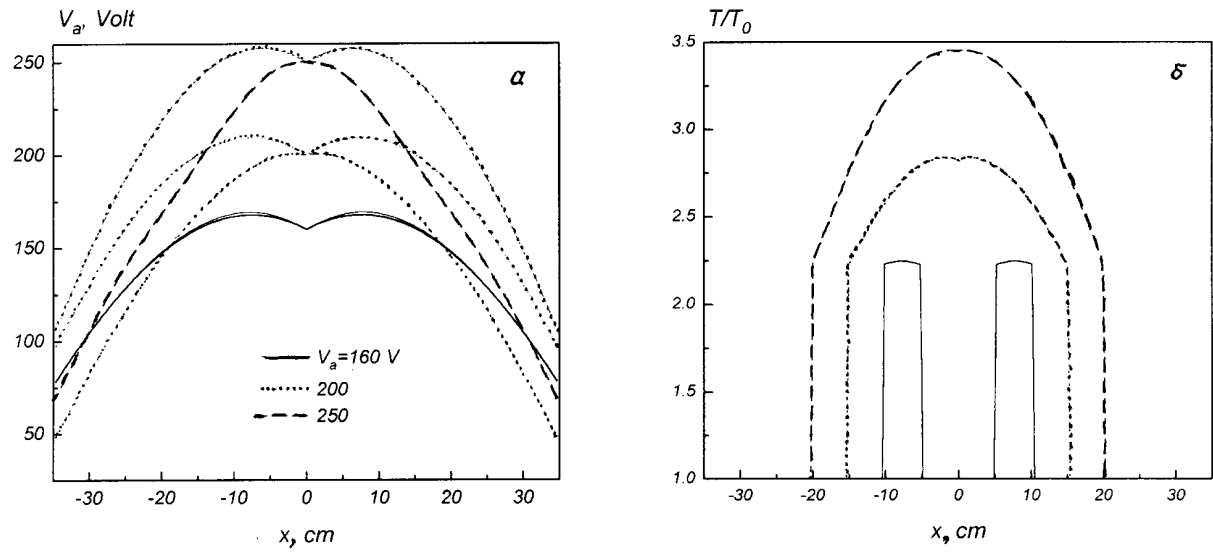


Рис. 2. Продольные распределения параметров разряда вдоль полосковой линии при $L_b = 10$ нГн и различных значениях $V_a(0)$: a — амплитуды напряжения $V_a(x)$ (более тонкие линии — соответствующие распределения напряжения без учета разряда); b — температуры газа; v — удельные мощности энерговыделения и z — плотности плазмы. $N_2, p = 100$ Тор, $f = 100$ МГц, $L_b = 10$ нГн.

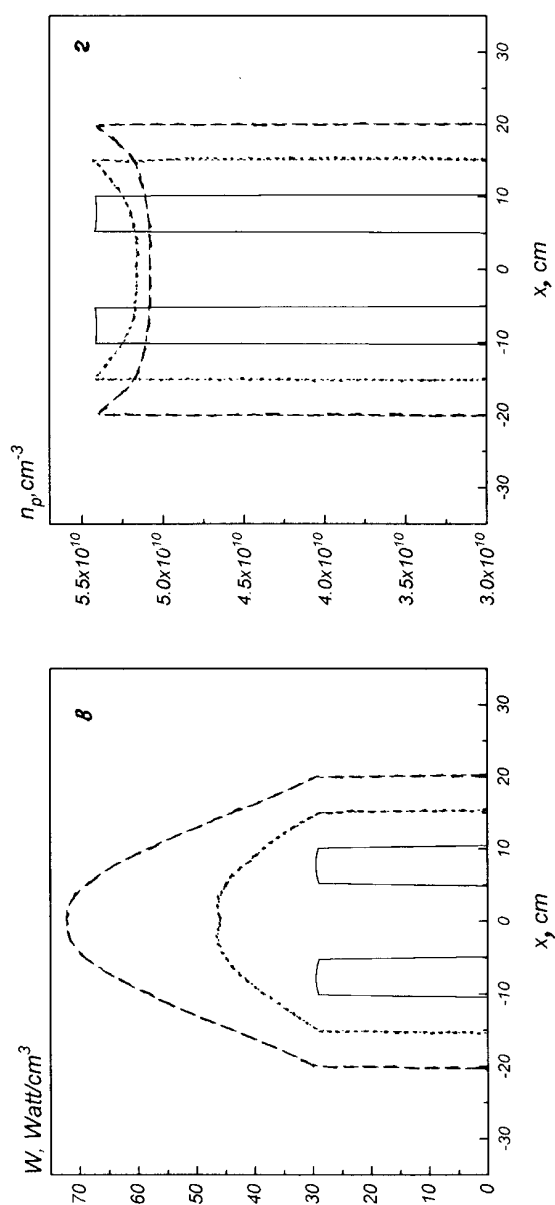


Рис. 2 (продолжение).

3. На рис. 2 приведены результаты численного решения для условий, близких к эксперименту [3]: 100 МГц, 100 Тор, $h = 0.2$ см, $l = 70$ см, $a = 10$ см; толщина электродов 1 см, откуда $L_1 \approx 9.18 \cdot 10^{-10}$ Гн/см. В отсутствие разряда ($n \rightarrow \infty$) $Z_1 \rightarrow 1/i\omega C_1$, где $C_1 = a/4\pi h = 4.42 \cdot 10^{-12}$ Ф/см — погонная емкость полосы. При этом скорость волны вдоль линии $c_1 = (L_1 C_1)^{-1/2} = 1.57 \cdot 10^{10}$ см/с, а длина волны $\lambda_1 = c_1/f \approx 157$ см $\approx 2.2l$. Разряд локализован в тех участках полосковой линии, где $V_a(x) > V_{\min}$. При $V_a(0) < V_{\min}$ в центральной части полосковой линии плазмы нет. Например, такой режим горения реализуется в расчетах при $V_a(0) = 160$ В ($V_{\min} \approx 168$ В). С увеличением $V_a(0)$ разряд заполняет все большую часть промежутка, однако при этом растет температура газа (рис. 2, б) до значений, неприемлемых для лазерной генерации. Разумеется, при тех же V_a и j_a для разряда в лазерной смеси с гелием, теплопроводность которого значительно выше, чем для азота, температура газа получится существенно более низкой. Рассчитанные распределения напряжения согласуются с измерениями [3].

Для построения более детальной теории представляется весьма важным провести непосредственные измерения в эксперименте распределений плотности плазмы, температуры газа и других параметров вдоль полосковой линии при различных значениях амплитуды приложенного напряжения и его частоты.

Список литературы

- [1] *Hall D.R., Hill C.A.* Radio Frequency discharge excited CO₂ lasers / In: *Handbook of Molecular Lasers*. Ed. P.K. Cheo, Martsell Dekker, 1987.
- [2] *Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А.* Высокочастотный емкостной разряд. М.: Наука и МФТИ, 1995.
- [3] *Lapucci A., Rosetti F., Ciofini M., Orlando J.* // *IEEE J. Quant. Electr.* 1995. V. 31. N 8. P. 1537–1542.