

риод изменения поля t_e при среднем времени оседлой жизни иона τ_e , которая выражается как $\exp(-\tau_e/t_e)$. С учетом изложенного, записывая сначала выражение для энергии w_e , расходуемой одним ионом для совершения им v_e перескоков в единицу времени, а затем, умножая его на количество n_e слабосвязанных с решеткой ионов, локализуемых в области структурных дефектов при определенной их плотности в решетке, получим расчетное выражение величины диэлектрических потерь W_e :

$$W_e = n_e w_e = n_e v_0 U_e \exp(-U_e/RT) \exp(-\tau_e/t_e); \quad (2)$$

Первая экспонента $\exp(-U_e/RT)$ представляет собой вероятность перескока ионов через энергетический барьер U_e и будет возрастать с уменьшением U_e и с увеличением T . При больших частотах переменного поля (малых t_e) вторая экспонента будет иметь малые значения, что и будет служить причиной низкого уровня $tg\delta$ и его слабой температурной зависимости. С уменьшением частоты поля будет возрастать и величина $tg\delta$ и более ощутимо проявляться его температурная зависимость, что соответствует практическим наблюдениям. С увеличением степени дефектности материала через величину n_e величина потерь тоже будет возрастать. Таким образом, выражение (2) качественно правильно описывает структурную, температурную и частотную зависимость диэлектрических потерь в ионных кристаллах. Неопределенность при расчетах связана пока с оценкой величины n_e , поскольку с удалением от дефектов (дислокаций) при различной их плотности распределения в решетке кристаллов степень жесткости связи ионов и электрически заряженных структурных дефектов с узловыми положениями существенно увеличивается.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В АЛЮМООКСИДНЫХ РАЗРЯДНЫХ ТРУБКАХ НАТРИЕВЫХ ЛАМП ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Мордюк В.С., Тихонов Н.П.,
Зорина Т.М., Сафроненков С.А.

*Мордовский госуниверситет имени Н.П. Огарева,
Саранск*

Предпринятые исследования преследуют цель не только оправдать или опровергнуть результаты теоретических оценок. Сугубо прикладная их направленность состоит в дальнейшем существенном повышении световой отдачи (СО) указанных в заглавии самых энергоэкономичных источников света (ИС). В настоящее время их СО в десять раз выше, чем у ламп накаливания, и составляет около 150 лм/Вт, а по прогнозам может быть повышена до 385 лм/Вт. Диэлектрические потери подводимой к лампам энергии являются пока мало изученными и именно за счет их уменьшения может быть существенно повышена СО этих ИС.

Исследовались лампы с монокристаллическими и поликристаллическими разрядными трубками (РТ) с различной средней величиной зерен при подводе электроэнергии на различных частотах (15 и 1 МГц, 50 кГц и 50 Гц) в диапазоне температур от 100 до 700°С. Если при 15 МГц величина тангенса угла потерь

составляла около 0,05 и слабо изменялась с увеличением T , то с уменьшением частоты переменного напряжения эта величина существенно возрастала с увеличением крутизны кривых, так что на частоте 50 Гц она увеличивалась от 0,1 до 0,7. Частотная зависимость тангенса угла потерь для монокристаллических трубок при всех частотах примерно на полтора порядка ниже по сравнению с поликристаллическими, что подтверждает влияние характера структуры через концентрацию локализуемых вокруг дефектов слабосвязанных ионов в решетке. Характер структуры резко влияет также на величину пробивного напряжения, поскольку границы зерен и дислокации в ионных кристаллах являются своеобразными областями со свойствами проводимости.

Уровень световой отдачи ламп также хорошо коррелирует с приведенными выше зависимостями. Лампы с монокристаллами при равных светопрозрачностях трубок имели светоотдачу на 15% выше по сравнению с поликристаллами. Специальными исследованиями показано, что лампы при питании на повышенных (килогерцовых) частотах тоже обладают повышенной светоотдачей. Поэтому дальнейшее повышение СО этих ИС ожидается от совершенствования дефектной структуры РТ.

ПЕРЕХОДНЫЕ СЛОИ МЕЖДУ ПЛАЗМОЙ И АНОДОМ

Тихомиров А.А., Сысун А.В., Олещук О.В.

*Петрозаводский государственный университет,
Петрозаводск*

Явление контрагирования сильноточного разряда у анода определяется токопереносом в переходном слое между плазмой и анодом.

В работах [1,2] для случая слабоионизированной плазмы в кинетическом приближении решается задача для соотношения между электронным током на анод и потенциалом между плазмой и анодом. Нами рассмотрен случай достаточно плотной плазмы, когда вследствие кулоновских столкновений функция распределения электронов по энергиям имеет максвелловский вид вплоть до слоя пространственного заряда у анода. В плоском случае при большом отбираемом

электронном токе дрейфовая скорость электронов U_e приближается к тепловой, поэтому функцию распределения электронов по энергиям примем в виде:

$$f(V) = n_0 \left(\frac{m}{2pkT_e} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m}{2kT_e} (v_x - U_{e0})^2 + v_y^2 + v_z^2} \quad (1)$$

где n_0 - концентрация; U_{e0} - дрейфовая скорость электронов у слоя пространственного заряда.

Область возмущения плазмы разобьем на две области: слой пространственного заряда непосредственно у электрода и квазинейтральную область.

Плотность электронного тока в области бесстолкновительного слоя определяется из выражения отталкивающего потенциала:

$$j = en_0 U_{e0} = e \int_{\sqrt{\frac{2ej}{kT_e}}}^{\infty} V_x f(V) dV_x \quad (2)$$

где j - потенциал электрода относительно плазмы. Интегрируя (2) при $f(V)$, определяемом (1), получим:

$$j = eU_0 U_{e0} = \frac{en_0}{4} \left(\frac{8kT_e}{pm} \right)^{1/2} \left[e \left(\sqrt{\frac{je}{kT_e}} \frac{U_{e0}}{\sqrt{\frac{2kT_e}{m}}} \right)^2 + 2U_{e0} \sqrt{\frac{m}{2kT_e}} \int_{\sqrt{\frac{je}{kT} - U_{e0}} \sqrt{\frac{m}{2kT_e}}}^{\infty} e^{-x^2} dx \right] \quad (3)$$

Уравнение (3) решалось численно. Результаты показывают, что для $\frac{ej}{kT_e} \geq 1$ наши результаты близки к [1,2], что указывает на малую роль межэлектронных столкновений на электронный ток на электрод.

В области квазинейтральности использовались гидродинамические уравнения движения и уравнения непрерывности для электронов и ионов:

$$mU_e \frac{\partial U_e}{\partial x} + mU_i \frac{\partial U_i}{\partial x} + (kT_e + kT_i) \frac{\partial n}{\partial x} = \quad (4)$$

$$= -mU_e (n_{ea} + Z) - MU_i (n_{ia} + Z) \quad (5)$$

$$\frac{\partial(nU_i)}{\partial x} = \frac{\partial(nU_e)}{\partial x} = nZ$$

где Z - частота ионизаций, производимых одним электроном в единице объема; n_{ea}, n_{ia} - частота эффективных столкновений электронов и ионов с атомами; U_e, U_i - их дрейфовые скорости. На границе области возмущения принималось: $n = n_{\infty}; U_i = 0; U_e = U_{e\infty}$.

Система уравнений (4) - (5) решалась численно для ряда значений параметров:

$$a = \left(\frac{n_{ia}}{Z} + 1 \right); b = \sqrt{\frac{m}{M}} \left(\frac{n_{ea}}{Z} + 1 \right); \frac{U_{e0}}{\sqrt{\frac{k(T_e + T_i)}{m}}} = c$$

Кроме того, получены аналитические решения для значений концентрации на границе слоя.

При пониженных давлениях или небольших отбираемых электронных токах, когда выполняется соотношение $U_e a \gg U_i b$ имеем:

$$\frac{n_0}{n_{\infty}} = \left(\frac{1 + ac^2}{1 + a} \right)^{\frac{2a}{a+1}} \quad (6)$$

При обратном соотношении:

$$\left(\frac{n_0}{n_{\infty}} \right)^2 = c^2 + \frac{1}{4b^2 c^2} \approx c^2 \quad (7)$$

Значение электронной и ионной скорости на границе слоя определяется равенствами:

$$U_{e0} \approx \frac{n_{\infty}}{n_0} U_{e\infty}; \frac{MU_{i0}^2}{2} = (kT_e + kT_i) - \frac{mU_{e0}^2}{2} \quad (8)$$

Последнее соотношение указывает на появление двухтоковой неустойчивости и ограничению тока на электрод при

$$U_{e0} = \sqrt{\frac{kT_e}{m}}$$

Исследования, описанные в данной работе, были проведены в рамках проекта PZ-013-02 поддерживаемого совместно Американским фондом гражданских исследований и развития (АФГИР), Министерством образования РФ и правительством Республики Карелия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стаханов И.П., Щербин П.П. ЖТФ, 1969, т. 39, № 9, 1907.
2. Бакшт Ф.Г., Иванов В.Г., Мойжес Б.Я. ЖТФ, 1972, т. 42, № 5, 921.

КВАЗИНЕЙТРАЛЬНАЯ ОБЛАСТЬ ПРИЭЛЕКТРОДНОГО СЛОЯ ПРИ БОЛЬШИХ ОТБИРАЕМЫХ ТОКАХ

Тихомиров А.А., Сысун В.И.

Петрозаводский государственный университет,
Петрозаводск

При теоретическом рассмотрении слоя у электрода, внесённого в плазму, часто бывает удобно разделять его непосредственно на слой объёмного заряда и квазинейтральную область, в которой релаксируют параметры плазмы [1]. Точное кинетическое решение задачи в общем случае невозможно, а применяемые приближенные методы решения кинетического уравнения также весьма сложны и часто не отражают реальную ситуацию.

В работе [2] проведен расчет слоя через моменты функции распределения без учета инерциального члена.

В данной работе предлагается расчет квазинейтральной области слоя на основе мгд-приближения с учетом инерциального члена. Рассматривался слой у плоского неземитирующего электрода в достаточно плотной плазме в стационарном случае (для другой геометрии электродов решение аналогично). Для расчета использовались уравнения Эйлера для движения электронов и ионов, уравнения непрерывности частиц и тока в предположении $n_e = n_i = n$ и однородности температуры электронов T_e и ионов T_i в области:

$$nmV_e \frac{\partial V_e}{\partial x} = -eEn - kT_e \frac{\partial n}{\partial x} - nm n_{ei} (V_e - V_i) - nmV_e (n_{ea} + Z) \quad (1)$$