

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗРЯДА В ГАЗЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ПРОГРАММЫ COMSOL MULTIPHYSICS

Нгуен Бао Хынг

Томский политехнический университет
634050, Россия, г. Томск, пр-т Ленина, 30
E-mail: lnhh27@gmail.com

Введение

Применение вакуумно-плазменной технологии модификации поверхности материалов и изделий основано на получении низкотемпературной плазмы, для генерации которой используется тлеющий разряд. Задача исключения механизмов вращения крупногабаритных изделий в процессе их обработки решается при использовании газоразрядных систем на основе тлеющего разряда с полым катодом большой площади. Напряжение горения такого разряда на уровне нескольких сотен вольт, внешняя инжекция электронов, обеспечивает возможность регулировки тока разряда и напряжения горения независимо от геометрии разрядного промежутка, рода используемого газа и его давления.

В работе проводится моделирование генерации низкотемпературной плазмы в тлеющем разряде с полым катодом большой площади.

Экспериментальная система

Схема экспериментальной установки [1] представлена на рисунке 1. Основной разряд зажигался между полым катодом 3 с площадью поверхности $2 \times 10^4 \text{ см}^2$, роль которого играла вакуумная камера, и трубчатым U-образным анодом $\varnothing = 12 \text{ мм}$, состоящим из двух секций. Площадь анода S_a могла меняться от 125 до 500 см^2 (рис. 1). Изменение площади анода осуществлялось его перемещением вглубь камеры – полого катода. Эмиссия электронов вспомогательного разряда в полый катод производилась через эмиссионное окно (4) диаметром 160 мм.

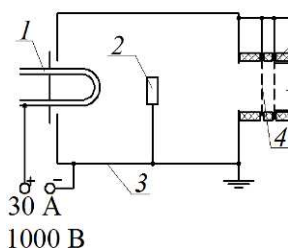


Рис. 1 Схема экспериментальной установки: 1 – анод тлеющего разряда; 2 – образцы; 3 – полый катод тлеющего разряда; 4 – окно дугового разряда

В самостоятельном режиме горения (давление аргона $p=0,65 \text{ Па}$) при изменении напряжения зажигания разряда $U_{мл}$ от 200 до 750 В ток разряда $I_{мл}$ увеличивается от 2 до 35 А (площадь анода $S_a = 500 \text{ см}^2$). При изменении площади анода изменение напряжения горения достигало 25%, что

связано с эффективностью утилизации энергии первичных электронов на неупругие столкновения с газом, которая уменьшается при увеличении площади анода.

В несамостоятельном режиме горения в интервале изменения $U_{мл}$ от 0 до 350 В ток $I_{мл}$ линейно растет от 0 до 35 А. Экспериментально получено, что радиальное распределение параметров плазмы основного разряда в несамостоятельном режиме горения аналогично распределению параметров плазмы для самостоятельного режима горения этого разряда. При изменении давления несамостоятельный режим горения аналогичен самостоятельному режиму.

Математическая модель

Гидродинамические модели газовых разрядов описывают транспортировку электронов и ионов посредством первых нескольких моментов уравнения Больцмана. Сложное интегрально-дифференциальное уравнение Больцмана аппроксимировано гидродинамическими уравнениями, описывающими электронные плотности заряженных частиц и их средние энергии, как функцию времени и пространства [1]. Транспортные коэффициенты (коэффициенты разряда), зависящие от функции распределения электронов по энергии, являются входными данными для гидродинамической модели и вычисляются с помощью программы BOLSIG + [2].

Таблица 1. Моделируемые столкновения и реакции

РЕАКЦИЯ	ФОРМУЛА	ТИП	Δ_ϵ (эВ)
1	$e + \text{Ar} \Rightarrow e + \text{Ar}$	Упругий	0
2	$e + \text{Ar} \Rightarrow$	Возбуждение	11.50
3	$e + \text{Ar} \Rightarrow$	Ионизация	15.80
4	$e + \text{Ar} \Rightarrow$	Ионизация	4.427

Уравнения переноса электронов (1) и плотности энергии (2) имеют вид:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_e = R_e, \quad \Gamma_e = -(\mu_e \cdot \mathbf{E}) n_e - \mathbf{D}_e \cdot \nabla n_e, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_\epsilon}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_\epsilon + \mathbf{E} \cdot \Gamma_\epsilon = R_\epsilon, \quad \Gamma_\epsilon = -(\mu_\epsilon \cdot \mathbf{E}) n_\epsilon - \mathbf{D}_\epsilon \cdot \nabla n_\epsilon. \quad (2)$$

Здесь Γ_e и Γ_ϵ – потоки электронов и энергии, n_e и n_ϵ – плотности электронов и энергии, $\mu_{e,\epsilon}$ – подвижности, \mathbf{E} – электрическое поле, \mathbf{D}_e и \mathbf{D}_ϵ – ко-

эффиценты диффузии, R_e – скорость ионизации и R_e – энергетические потери/приобретения из-за неупругих столкновений записываются соответственно:

$$R_e = \sum_{j=1}^m x_j k_j n_g n_e, R_e = \sum_{j=1}^m x_j k_j n_g n_e \Delta \varepsilon_j,$$

где x_j – молярная доля реагирующих частиц вида j , k_j – коэффициент разряда для реакции j , n_g – полная плотность нейтральных частиц, $\Delta \varepsilon_j$ – энергетическая потеря от реакции j (табл. 1).

Численные эксперименты

Численные эксперименты проведены с целью проверки применимости гидродинамической модели для описания основных процессов тлеющего разряда и соответствия результатов численных расчетов экспериментальным измерениям. Рассматривалась 2-х мерная модель, в которой соотношение геометрических размеров катода и анода соответствует экспериментальной системе. Моделировались режимы самостоятельного разряда и разряда с дополнительной инжекцией электронов.

На рисунке 2 показаны модель и температурное поле в режиме дополнительной эмиссии электронов с плотностью тока $j = 2j_p$. Внешняя инжекция электронов приводит к искажению распределения температуры и плотности в области инжектора. Степень искажения зависит от плотности инжектируемого тока. На рисунке 3 показаны расчетные зависимости концентрации и температуры плазмы от площади анода.

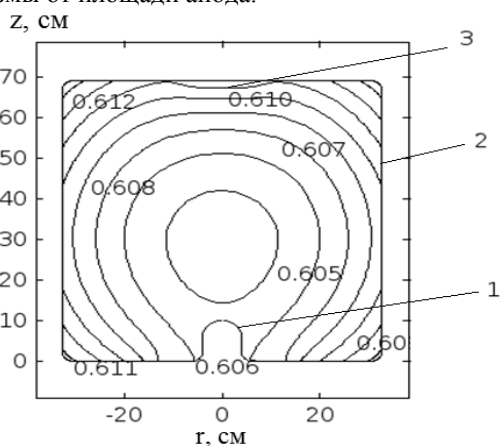


Рис. 2. Пространственное распределение электронной плазмы несамостоятельного разряда при: $S_a = 200 \text{ см}^2$, $I_{ml} = 30 \text{ А}$ и $p = 0.65 \text{ Па}$, 1- анод, 2- катод, 3- окно вспомогательного разряда

На рисунке 4 показаны в зависимости концентрации плазмы и температуры плазмы от давления газа. Как следует из рис. 4, при увеличении давления газа от 0,3 до 1 Па концентрация и температура плазмы изменяются незначительно. Зависимости концентрации плазмы и напряжения горения от рабочего давления взаимосвязаны. В эксперименте [1] при токе разряда $I_{ml} = 30 \text{ А}$ и $S_a = 500 \text{ см}^2$, $p = 0,65 \text{ Па}$ при изменении давления рабочего газа аргона от 0,3 до 1 Па напряжение основного

разряда изменялось от 1000 до 650. Изменение напряжения горения зависит от сорта газа, в эксперименте [1] для азота в данном диапазоне давлений напряжение горения изменялось от 800 до 700 В. Это связано с зависимостью скорости релаксации энергии быстрых электронов при взаимодействии их с молекулами газа от сорта газа.

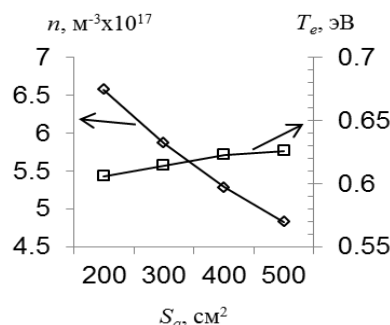


Рис. 3. Зависимость распределения концентрации плазмы и электронной температуры в самостоятельном режиме горения от площади анода при: $I_{ml} = 30 \text{ А}$ и $p = 0.65 \text{ Па}$

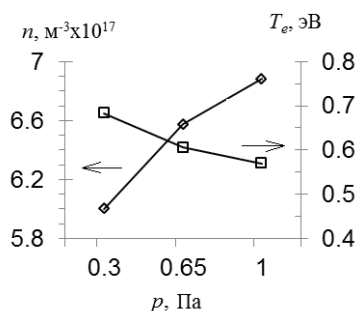


Рис. 4. Зависимость распределения концентрации плазмы и электронной температуры в самостоятельном режиме горения от давления газа при: $I_{ml} = 30 \text{ А}$ и $S_a = 200 \text{ см}^2$

Заключение

Численно исследована генерация низкотемпературной плазмы в тлеющем разряде с полым катодом большой площади в самостоятельном режиме и режиме поддержания разряда электронным пучком, извлеченным из плазмы вспомогательного дугового разряда. Показано, что в самостоятельном тлеющем разряде с полым катодом достигается высокая однородность плазмы с концентрацией до 10^{17} см^{-3} , что согласуется с экспериментом.

В несамостоятельном тлеющем разряде электронный пучок, вводимый из плазмы дугового разряда, искажает распределение плотности плазмы в направлении пролета инжектированных электронов.

Литература

1. Лопатин И.В., Ахмадеев Ю.Х., Коваль Н.Н., Щанин П.М., Труды III межд. Крейнделев-

ского семинара «Плазменная электроника». Россия. 2009. С.16-21.

2. Арзамасов Б.Н. Ионная химико-термическая обработка сплавов. М.: Изд. МГТУ им Баумана, 1999. – 400 с.

3. Hagelaar G.J.M., Pitchford L.C.//Plasma Sources Sci. Technol. 2005. – V. 14. – PP. 722–733.

4. BOLSIG+ Electron Boltzmann equation solver: <http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr/>

ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЛЕКЦИИ МОД В РЕЗОНАНСНОЙ СИСТЕМЕ КОАКСИАЛЬНОГО ВИРКАТОРА

Нгуен М.Х.

Томский политехнический университет
634050, Россия, г. Томск, пр–т Ленина, 30
E-mail: hungnm.k52tnvlkt@gmail.com

Введение

Коаксиальный виркатор представляет интерес, прежде всего с точки зрения малых весогабаритных характеристик, простоты конструкции, отсутствия внешнего фокусирующего магнитного поля. На возможность генерации излучения в коаксиальном виркаторе с радиально сходящимся пучком было показано в работах [1-4]. В работе [5] были приведены результаты исследований влияния геометрии системы и параметров пучка на формирование виртуального катода процесса генерации в коаксиальном виркаторе. Для более эффективного взаимодействия электронного пучка с полем резонансной системы необходимо определить модовый состав излучения, выявить условия и возможности одномодовой генерации в виркаторе, установить зависимости мощности излучения от условий генерации.

В данной работе приведены результаты численных исследований влияния геометрии электродинамической системы виркатора и диафрагмы на селекцию мод, передачу энергии электромагнитных волн и мощность излучения.

Численное моделирование

Вначале рассмотрим гладкую резонансную систему (рис. 1 а), формируемую анодом-сеткой и соединенную с волноводом и рупором. Диафрагма выполнена в виде кольца (с внутренним диаметром 8 см). Если диафрагма без перемычки, то обе вырожденные волны TE_{11} имеют одинаковые коэффициенты передачи энергии S .

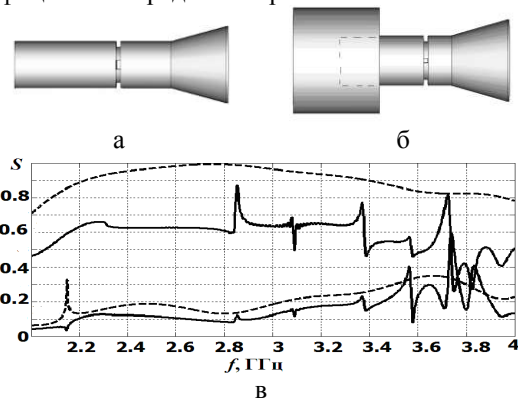


Рис. 1. Расчетные электродинамические модели (а, б); частотная зависимость коэффициента передачи

энергии $S(f)$ волн TE_{11} (в) в системе (а) – сплошные линии, в системе (б) – пунктирные линии

Наличие перемычки у диафрагмы существенно уменьшает коэффициент прохождения одной из двух вырожденных волн TE_{11} (рис. 1в, пунктирные линии), силовые линии электрического поля которой параллельны перемычке. На рисунке 2 а показана частотная зависимость коэффициента S волны TM_{01} , пунктирные линии относятся к высшим модам (TM_{11} , TM_{21}), которые возникают в результате рассеяния волны TM_{01} на диафрагме. Численные эксперименты показали, что в гладкой резонансной системе (рис. 1 а) местоположение диафрагмы несущественно влияет на значение коэффициентов передачи энергии волн TM_{01} и TE_{11} , в отличие от системы с широким волноводом (рис. 1 б).

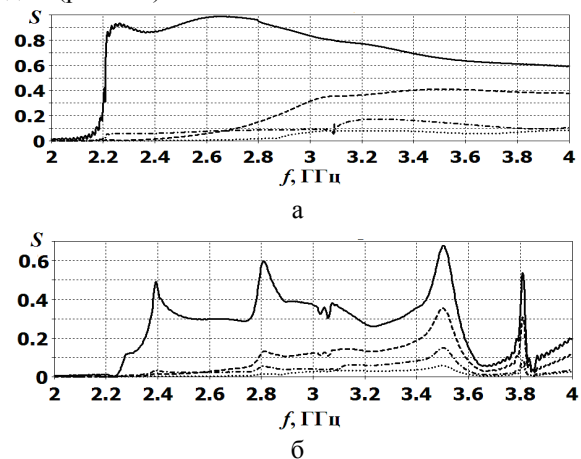


Рис. 2. Частотная зависимость коэффициента передачи энергии $S(f)$ волны TM_{01} в разных электродинамических системах: а – рис. 1 а, б – рис. 1 б при $Zd=30$ см

Расчеты показали, что коэффициент передачи энергии в таких системах существенно зависит от местоположения диафрагмы Zd и от частоты передаваемой волны f . Коэффициенты передачи энергии волн TE_{11} уменьшаются (рис. 1 в), но при этом практически не зависят от местоположения диафрагмы, как и в гладкой системе (рис. 1 а).

На рисунке 2 б показана частотная зависимость коэффициента $S(f)$ волны TM_{01} при $Zd=30$ см. Как