

ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
им. М.В. КЕЛДЫША
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

С.Л. Гинзбург, В.Ф. Дьяченко, В.В. Палейчик, К.В. Ходатаев

3-D МОДЕЛЬ МИКРОВОЛНОВОГО РАЗРЯДА В ГАЗЕ

Москва 2005

S.L. Ginzburg, V.F. Dyachenko, V.V. Paleychik, K.V. Khodataev

3-D MODEL OF THE MICROWAVE DISCHARGE IN GAS

Abstract

A three-dimensional computer code has been developed for numerical calculation of the discharge in UHF fields. The two-temperature model takes into account plasma-gas dynamics, ionization, dissociation, electron diffusion etc.

С.Л. Гинзбург, В.Ф. Дьяченко, В.В. Палейчик, К.В. Ходатаев

3-D МОДЕЛЬ МИКРОВОЛНОВОГО РАЗРЯДА В ГАЗЕ

Аннотация

Трехмерная компьютерная модель была применена для численного расчета разряда в высокочастотном поле. Двухтемпературная модель учитывает плазмосионамику газа, ионизацию, диссоциацию, диффузию электронов и т.д.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований. Проект № 05-01-00573.

Введение

Микроволновый разряд в газе высокой плотности – сравнительно новый объект исследования, имеющий много возможных весьма перспективных приложений в различных технологиях. Среди огромного многообразия видов стримерных микроволновых разрядов [1,2,3,4] особый интерес представляет возможность получения плазмы с очень высокой температурой в разряде, возникающем в поле микроволнового резонатора при высоком давлении заполняющего его газа. Опыты показывают, что в фокусе квазиоптического открытого резонатора, образованного двумя сферическими зеркалами [5], в момент пробоя формируется безэлектродный разряд стримерного типа, вытянутый вдоль электрического поля с линейной поляризацией [6,7,8,9]. С ростом давления газа диаметр образующегося ионизованного канала уменьшается при сохранении длины, которая в процессе развития разряда обычно достигает половины длины волны электромагнитного поля. Разряд потребляет почти всю энергию, накопленную в резонаторе к моменту пробоя. Величина накопленной энергии пропорциональна квадрату давления газа в резонаторе, поскольку пробойное значение амплитуды поля пропорционально давлению (при высоком давлении). Поэтому энергия, приходящаяся в среднем на единицу массы в пределах объема разрядного канала растет с увеличением давления по кубическому закону. При давлении выше одной атмосферы степень ионизации в канале близка к единице. Более того, в момент электродинамического резонанса, как показывают оценки, ток, наведенный в канале электромагнитным полем, достигает значений, при которых среднее за период колебаний давление магнитного поля на поверхности тонкого разрядного канала достигает газокинетического давления в нем [10]. Наблюдение ярко выраженных гидродинамических неустойчивостей типа шеек и змеек в опытах с водородом при давлении несколько атмосфер подтверждает это обстоятельство [11,12,13,14]. Весь процесс формирования разряда занимает около ста наносекунд, а резонансная стадия поглощения энергии резонатора – единицы наносекунд. Чрезвычайно малые габариты объекта и длительность во времени, близкое соседство горячего и холодного газа, случайность места развития, присутствие рассеянного мощного электромагнитного излучения создают условия, при которых применение традиционных методов диагностики практически невозможно. Поэтому сопровождение экспериментов со стримерным микроволновым разрядом численным моделированием особенно востребовано.

В общем случае модель разряда должна базироваться на уравнениях газодинамики и физико-химической кинетики и уравнениях Максвелла, чтобы описывать взаимодействие электропроводного объекта с волновым электромагнитным полем. Решение электродинамической части серьезно осложняется тем обстоятельством, что соотношение продольного и поперечного размеров разрядного канала достигает нескольких порядков. Модель среды должна описывать события в широком спектре температур от холод-

ного неионизованного газа на периферии канала до горячей полностью ионизованной плазмы в средней части. Вообще развитие стримерного разряда, как правило, не обладает симметрией и чутко реагирует на направление вектора потока распространения электромагнитной энергии.

Моделирование стримерного разряда в микроволновых полях прошло определенный путь. Довольно успешно использовалась для интерпретации наблюдений и прогноза модель развития разряда, основанная на описании взаимодействия стримера с электромагнитным полем с помощью интегрального уравнения типа Поклингтона, используемого в теории тонких антенн, модифицированного для канала с произвольным продольным распределением проводимости [15].

В более поздних работах [16,17,18,19] для описания плазмы использовалась минимально необходимая модель ионизованного молекулярного газа и исследовалась возможность полного газодинамического и электромагнитного (в волновом приближении) описания процесса в одно-, дву- и трехмерной постановке.

В настоящей работе применяется модель среды, разработанная в [20, 21, 22]. В этой модели водородная плазма представляется как двухтемпературная четырехкомпонентная смесь двухатомных молекул, атомов и их ионов и электронов. Из элементарных процессов учтены ионизация электронным ударом, диссоциация, рекомбинация (диссоциативная, фото-, радиационно-ударная тройная, ударная тройная), диффузия с модельным учетом амбиполярности [23], радиационные потери (рекомбинационные, тормозные). Газоразрядная плазма является неравновесной, то - есть температура газа не равна температуре электронов. Столь сложный набор обусловлен тем, что одновременно в зоне расчета присутствуют области с холодным неионизованным молекулярным газом и с горячей почти полностью ионизованной плазмой. Газодинамические уравнения учитывают силу усредненного магнитного давления.

Основные использованные упрощения:

1. Температура тяжелых компонент (молекулы, атомы и их ионы) одинакова.
2. Коэффициент диссоциации считается равновесным и определяется температурой тяжелой компоненты по Саха.
3. Фотоионизацией пренебрегается.
4. Скорость ионизации для всех тяжелых компонент принята одинаковой.
5. Ионы считаются однозарядными.
6. Плазма столкновительная.
7. При расчете скоростей реакций по дифференциальным сечениям функции распределения принимались равновесными.

§1 Постановка задачи

Взаимодействие электромагнитного поля заданной частоты с проводящим частично ионизованным газом описывается системой Максвелла для комплексных амплитуд поля \mathbf{E} , \mathbf{H}

$$o \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - i\mathbf{E} - \nabla \times \mathbf{H} + \sigma \mathbf{E} = 0 \quad (1)$$

$$o \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - i\mathbf{H} + \nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (2)$$

совместно с уравнениями двухтемпературной плазмодинамики

$$\frac{dn}{dt} + n \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (3)$$

$$n \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \nabla (\delta n T + n \psi \theta) = o q \mathbf{R}, \quad \mathbf{R} = \text{Re}(\mathbf{E} \nabla \cdot \mathbf{E}^* + \sigma \mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \quad (4)$$

$$nC \frac{dT}{dt} + \delta n T \nabla \cdot \mathbf{v} - \nabla \cdot \Lambda \nabla T = -o q \mathbf{v} \cdot \mathbf{R} + (\theta - T) n \psi K - F_i \quad (5)$$

$$n \frac{d\psi}{dt} - \nabla \cdot n D \nabla \psi = n \psi (v_i - v_r) \quad (6)$$

$$\frac{3}{2} n \psi \frac{d\theta}{dt} + n \psi \theta \nabla \cdot \mathbf{v} - \nabla \cdot \lambda \nabla \theta = q \text{Re}(\sigma \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*) + (T - \theta) n \psi (K + d_k) - F_r \quad (7)$$

Здесь n , \mathbf{v} , T - это плотность числа частиц, скорость и температура газа, соответственно, ψ - относительная концентрация электронов, θ - их температура.

Используемые единицы измерения и выражения для всех коэффициентов, проводимости σ , диссоциации δ , теплоемкости C , теплопроводности λ и Λ , диффузии D , ионизации v_i , рекомбинации v_r , теплообмена K и т.д. приведены ниже.

При выборе единиц измерения [*] используем значения частоты внешнего поля $\omega = 2.2 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$, массы молекулы газа $M = 3.3 \cdot 10^{-24} \text{ г}$ и положим

$$[x] = c/\omega = 1.36 \text{ см},$$

$$[\sigma] = \omega/4\pi = 1.75 \cdot 10^9 \text{ сек}^{-1},$$

$$[n] = 2.4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3},$$

$$[\theta] = [T] = 4.1 \cdot 10^{-14} \text{ эрг},$$

$$[H] = [E] = 36 \text{ г}^{1/2} \text{ см}^{-1/2} \text{ сек}^{-1},$$

$$[v] = ([T]/M)^{1/2} = 1.11 \cdot 10^5 \text{ см/сек},$$

$$[t] = [x]/[v] = 1.22 \cdot 10^{-5} \text{ сек}.$$

Для энергии системы, силы тока и количества электронов используются единицы:

$$[W] = [Q] = [n][T][x]^3 = 2.5 \cdot 10^6 \text{ эрг},$$

$$[J] = [\sigma][E][x]^2 = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ г}^{1/2} \text{ см}^{3/2} \text{ сек}^{-2},$$

$$[S] = [n][x]^3 = 6 \cdot 10^{19}.$$

При этом константы и функции, входящие в систему уравнений (1)-(7),

принимают следующий вид:

$$o = 3.7 \cdot 10^{-6} \quad \sigma = \frac{4\pi o \psi / v}{1 - i / o v_{tr}} \quad v_{tr} = 9 \cdot 10^{17} \cdot n v \quad a = 0.026$$

$$v = 10^{-6} \cdot \theta^{-3/2} \psi + 3.9 \cdot 10^{-10} \frac{(a\theta/13)^{2/3}}{\left(1 + (a\theta/13)^{0.58}\right)^3} (\delta - \psi)$$

$$\delta = 1 + 2 / \left(1 + \left(1 + 0.031 \cdot n (aT)^{-3/2} \exp(4.5/aT) \right)^{1/2} \right)$$

$$C = 2.5 + (\delta - 1) \left(0.5 + \frac{2 - \delta}{3 - \delta} (0.5 + 4.5/aT)(1.5 + 4.5/aT) \right)$$

$$q = 27 \quad F_i = 13.6 n \psi (v_i - v_r) / a \quad \Lambda = 0.002 \quad \lambda = 0.2$$

$$v_i = 4.5 \cdot 10^6 \sqrt{a\theta} (1 + a\theta/200)^{-1} \exp(-15.4/a\theta) (n\delta - n\psi)$$

$$v_r = \alpha (n\psi)^2 + \beta n\psi \quad \alpha = 6.2 \cdot 10^7 (a\theta)^{-1/2} + 1.2 \cdot 10^4 (a\theta)^{-1}$$

$$\beta = 78 (a\theta)^{-3/4} + 8.7 \cdot 10^6 T^{-1} \theta^{-1/2} (2 - \delta) / \delta$$

$$\kappa_1 = 1.5 \cdot 10^{-8} (a\theta)^{10} / (0.24 + a\theta)^{11.5} \quad \kappa_2 = 1.04 \cdot 10^{-7} \sqrt{a\theta} \exp(-9/a\theta) / (1 + a\theta/200)$$

$$\kappa_3 = 15 \cdot 10^{-7} \exp\left(-18 \left(1 + (a\theta/19)^2\right) / a\theta\right) \quad d_k = (15.4 + a\theta) v_i / 2a\theta\delta$$

$$K = 0.00027 \cdot v_{tr} + 2.9 \cdot 10^{14} n \left((\kappa_1 + \kappa_2) (2 - \delta) + \kappa_3 (0.1(2 - \delta) + 2(\delta - 1)(1 - \psi/\delta)) \right) / a\theta$$

$$F_r = 1.1 \cdot 10^3 \cdot (n\psi)^2 \sqrt{a\theta} \quad D = 2.5 \cdot 10^3 \frac{\theta}{v_{tr}} \left(0.0164 + \frac{v_i^2}{v_i^2 + (4\pi\psi/v)^2} \right)$$

Ввиду малости коэффициента ($o \sim 10^{-6}$) при производных по времени в уравнениях (1), (2), пренебрежем этими членами и будем решать полученную систему Гельмгольца как стационарную, при каждом t , с условиями Зоммерфельда на бесконечности для возмущения поля. Внешнее, первичное поле - линейно поляризованная плоская волна, распространяющаяся в направлении оси x , с отличными от нуля компонентами $E_z = -H_y = E_0 e^{ix}$.

Кроме E_0 параметрами задачи являются начальные значения: $n = n_0$, $T = T_0$, $v = \psi = 0$, причем последняя имеет малое локальное возмущение ψ_0 , развитие которого и является предметом расчета. Требуется задать еще начальное значение температуры электронов θ_0 , которых нет. Чтобы обеспечить спокойный старт, определим это значение из условия равенства нулю правой части (7), т.е. зависящей от E_0 .

§2 Результаты расчета основного варианта

Таковым мы называем вариант с параметрами $n_0 = T_0 = E_0 = 1$, $\theta_0 = 69$. Возмущение $\psi_0 < 10^{-5}$ внутри сферы радиуса ~ 0.03 , с центром в начале координат. Сама величина ψ_0 сколько-нибудь существенной роли не играет, влияя лишь

на масштаб времени из-за экспоненциальности нарастания ψ на начальном этапе.

Основным механизмом процесса разряда является ионизация газа с образованием свободных электронов. Представление об ее интенсивности дает рис.1, где изображена зависимость от времени общего количества электронов $S(t) = \iiint n\psi dx dy dz$. При этом $S(0) \sim 10^{-9}$.

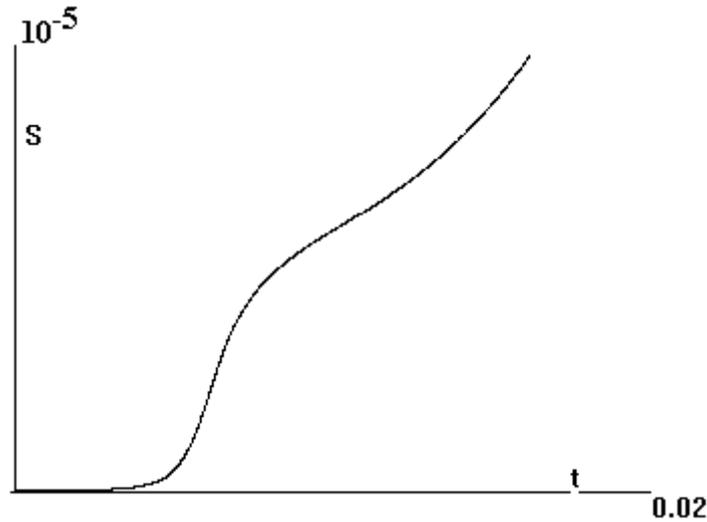


Рис.1 Количество электронов.

Отчетливо видны три стадии: первоначальное накопление плазмы, интенсивный рост и замедление процесса.

На первой стадии происходит образование стримера - тонкого проводящего волокна, вытянутого в направлении первичного электрического поля – оси z .

Представление о его структуре дает рис.2, где изображены распределения

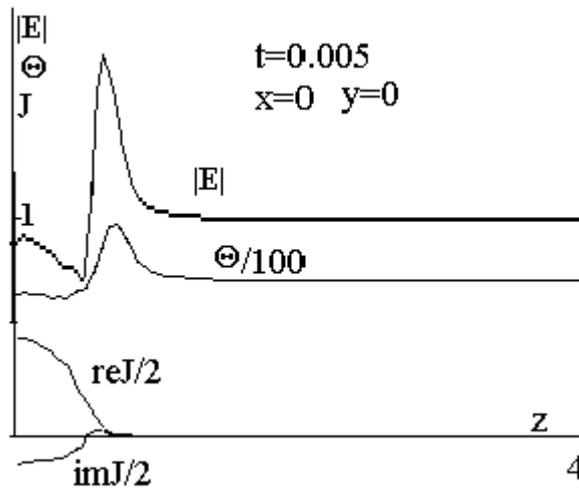


Рис.2 Распределение поля, температуры и тока на оси z .

модуля поля $|E|$, электронной температуры θ и тока $J_z = \iint \sigma E_z dx dy$ вдоль оси z на момент $t=0.005$. Задача симметрична по y и z . Мы даем графики для $z>0$. Остальные величины ведут себя подобно току, растут к центру стримера, где достигают значений: $\psi = 0.0001$, $|\sigma| = 100$, $T = 2$. Качественно эта структура сохраняется и в дальнейшем. Самое характерное здесь - локальное увеличе-

ние $|E|$ и θ на головке стримера, чем и определяется его эволюция, представленная на рис.3, где даны сечения плоскостью $y=0$ проводящей области $|\sigma| > 30$ на различные моменты времени. Черные пятна у головки стримера - области, где $|E| > 1.2$.

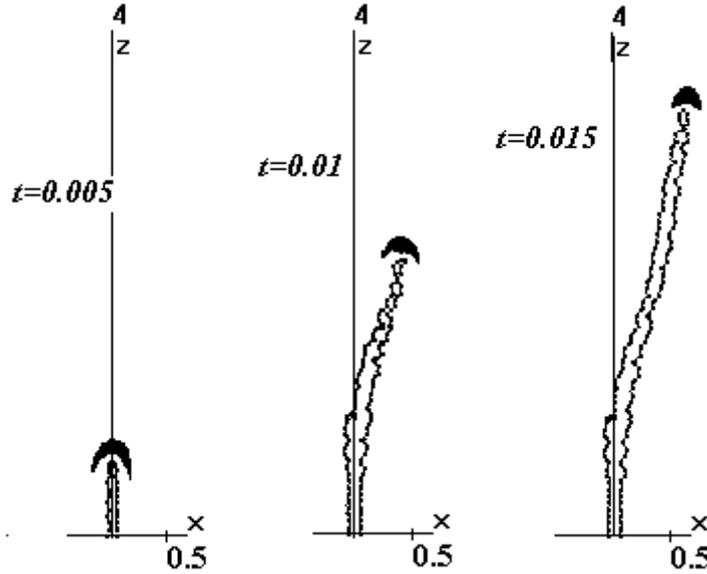


Рис.3 Эволюция формы стримера.

Скорость распространения фронта ионизации $V=dZ/dt$, определяемого по значению тока $J \sim 10^{-5}$, достигает (при $t=0.006$, $z=1.2$) максимума $=500$ и снижается затем до 200 .

На рис.4 показан ток в сечении $z=0$. Наблюдается сдвиг фазы относительно внешнего поля и изменение ее со временем. Интервал быстрого роста размера стримера и тока один и тот же, $0.005 < t < 0.008$.

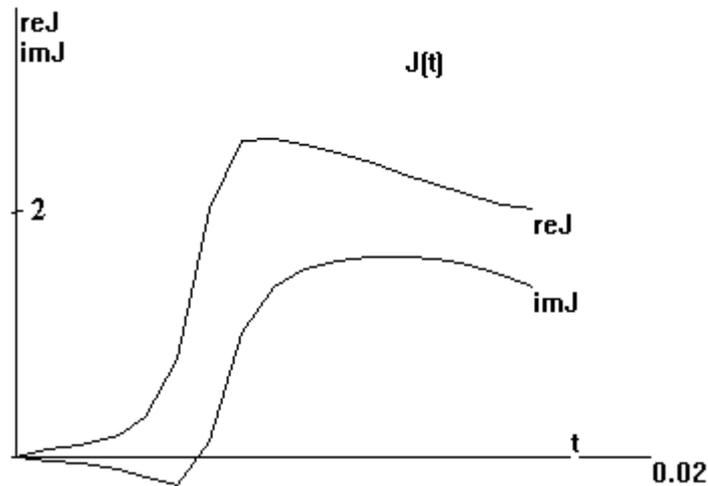


Рис.4 Ток в сечении $z=0$.

Рис.5 изображает величину джоулева нагрева $Q(t) = \int dt \int \int q \text{Re}(\sigma \mathbf{E} \mathbf{E}^*) dx dy dz$ и накопление энергии электронной компоненты $W(t) = 1.5 \int \int \int n \psi \Theta dx dy dz$. Поведение $W(t)$ демонстрирует те же три стадии процесса, что и $S(t)$ на рис.1. При этом, W на три порядка меньше Q , т.е. практически вся энергия нагрева переходит к газу, повышая его температуру на порядок. Среднее значение температуры электронов ~ 50 .

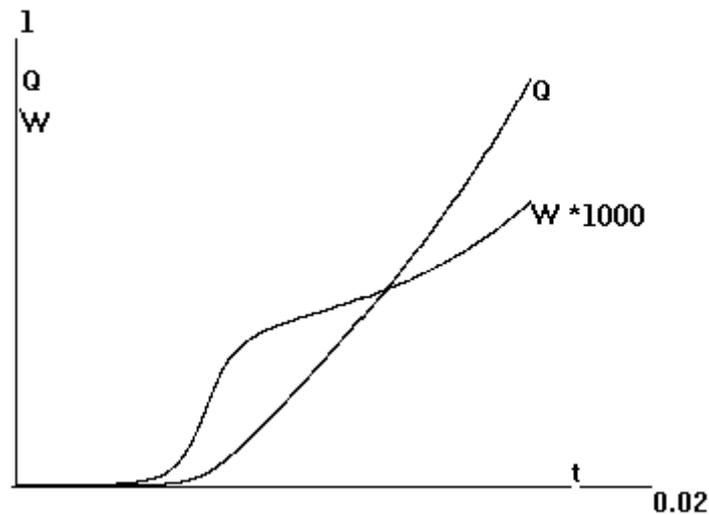


Рис.5 Энергия электронов и джоулева нагрева.

Гидродинамические эффекты существенной роли не играют. Плотность газа остается близкой к единице, скорости незначительны.

Максимальные достигнутые значения: $T \sim 20$, $|\sigma| \sim 500$, $\psi \sim 0.0005$, $\theta \sim 100$, $|E| \sim 2$.

§3 Результаты расчета других вариантов

От основного эти варианты отличаются значениями амплитуды внешнего поля E_0 и начальной концентрацией газа n_0 .

Уменьшение величины поля на 50%, до $E_0=0.5$, при сохранении значений всех остальных параметров, приводит к тому, что разряд не развивается, начальное возмущение затухает.

Увеличение же поля до $E_0=1.5$ резко, на порядок, интенсифицирует процесс разряда, при сохранении общего характера его. Результаты расчета этого варианта изображены на рисунках 6,7,8 - аналогов 1,4,5.

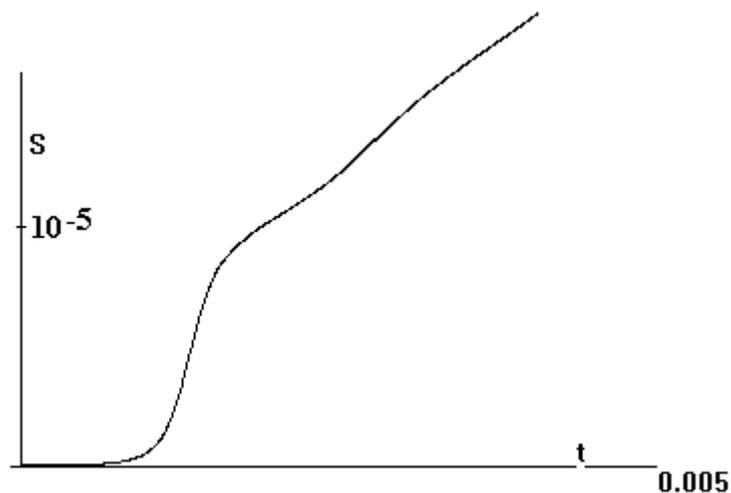


Рис.6 Количество электронов ($E_0=1.5$).

Сравнивая с рис.1, мы видим, что процесс развивается в пять раз быстрее и в два раза сильнее. Такой же результат дает сравнение рис.7 и 4.

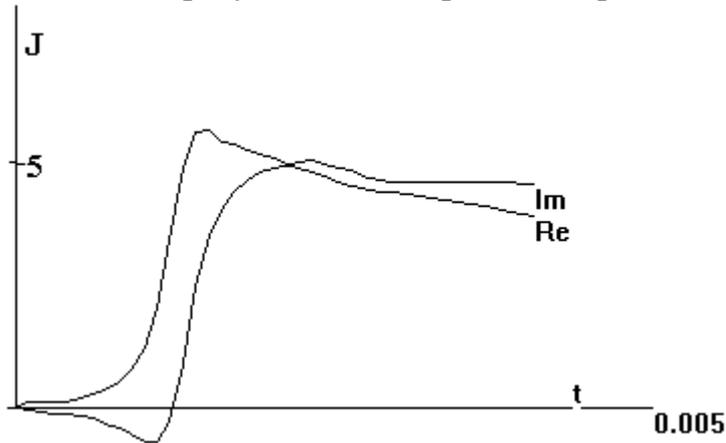


Рис.7 Ток в сечении $z=0$ ($E_0=1.5$).

Наконец, сравнение энергетических балансов, изображенных на рис.8 и 5, показывает, что доля энергии, остающаяся электронам, возрастает.

Максимально достигнутые значения $|\sigma| \sim 1000$, $\psi \sim 0.001$, $\theta \sim 180$, $|E| \sim 4.6$, а $T \sim 13$ и продолжает расти, в отличие от остальных, уже прошедших свой максимум.

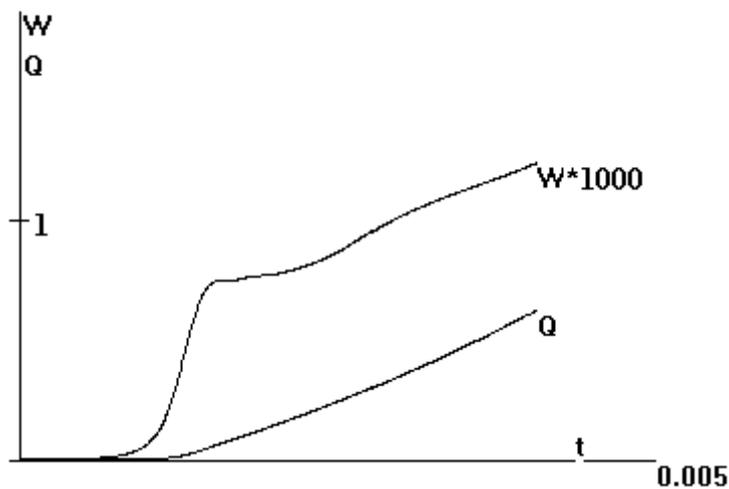
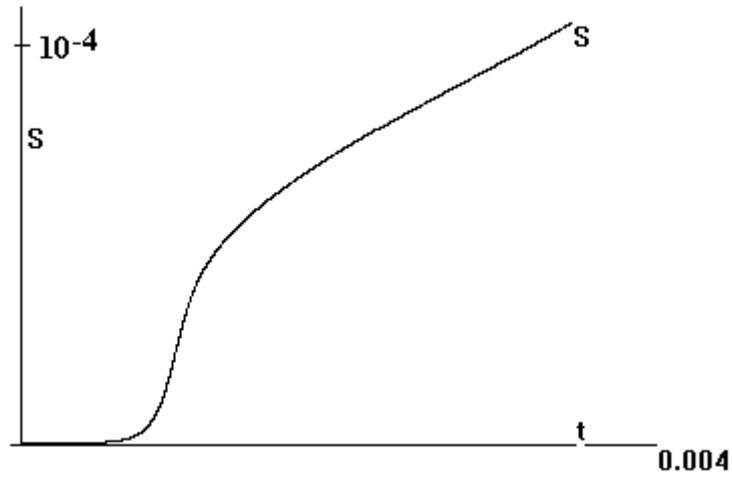
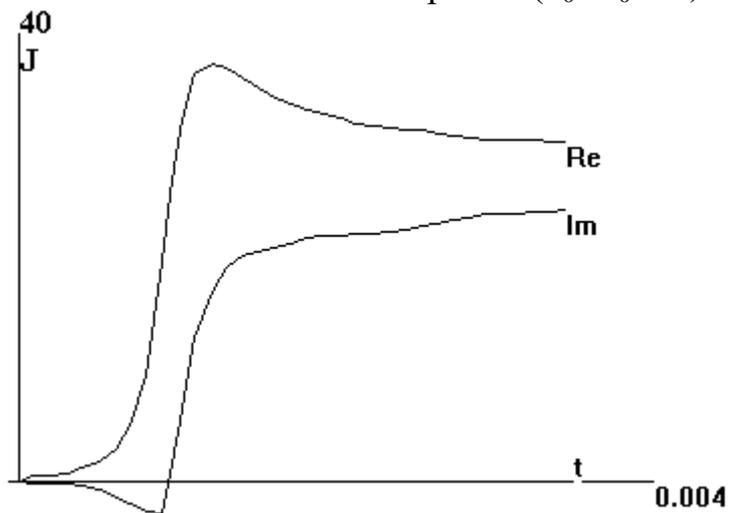
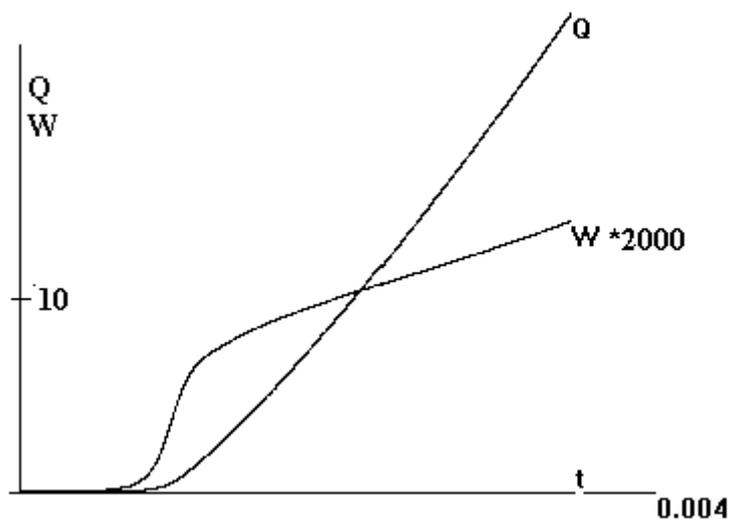


Рис.8 Энергия электронов и нагрева ($E_0=1.5$).

Пятикратное ускорение процесса происходит и в росте стримера, $V = dZ/dt$ достигает 3000 и затем падает до 600.

Приведенные результаты трех вариантов ($E_0 = 0.5, 1, 1.5$) показывают, в частности, что критическая для разряда величина внешнего поля близка к единице.

Увеличение начальной концентрации газа на порядок влечет такое же увеличение критического значения поля. При $n_0 = 10$, $E_0 = 5$ разряда нет. Результаты варианта с $n_0 = 10$, $E_0 = 10$ представлены на рис. 9-11 (аналогичных 1,4,5 и 6-8).

Рис.9 Количество электронов ($n_0=E_0=10$).Рис.10 Ток в сечении $z=0$ ($n_0=E_0=10$).Рис.11 Энергия электронов и нагрева ($n_0=E_0=10$).

Каких-либо качественных отличий в структуре, форме стримера и общем характере разряда между вариантами нет. Разные лишь масштабы времени,

интенсивность процесса, случайные отклонения от симметрии (по x) и т.д. Во всех вариантах период наиболее интенсивного роста стримера приходится на момент, когда его полудлина достигает единицы и фаза тока меняет знак.

В таблице приведены некоторые характерные значения величин, полученные в трех описанных выше вариантах.

n_0	E_0	S	$ J _{\max}$	Q	W	V_{\max}	$ \sigma _{\max}$	ψ_{\max}	θ_{\max}	T_{\max}	$ E _{\max}$
1	1	$8 \cdot 10^{-6}$	3	0.6	$5 \cdot 10^{-4}$	500	500	0.0005	100	20	2
1	1.5	$2 \cdot 10^{-5}$	7	0.6	10^{-3}	3000	1000	0.001	180	13	4.6
10	10	$11 \cdot 10^{-5}$	40	24	$7 \cdot 10^{-3}$	3800	700	0.0015	120	44	24

Заключение

По сравнению с упрощенной моделью микроволнового стримерного разряда, которая использовалась нами ранее и описана в [16]-[19], модель, рассмотренная в данной работе, дает существенно другие результаты.

Прежде всего - форма стримера в виде тонкого волокна, сохраняющаяся в течение всего процесса разряда. Одной из причин этого является давление магнитного поля (пинч-эффект), которое сравнимо с газокинетическим и удерживает стример от расплывания в стороны.

С этим связана и другая особенность - большая скорость процесса (до одной сотой скорости света), так что гидродинамика не успевает срабатывать.

Определяющими являются ионизация, диффузия и теплопроводность электронов.

Описание результатов решения многомерной задачи сплошной среды - проблема, которая не намного проще разработки численного алгоритма. Но уже приведенные результаты говорят о том, что примененная модель работоспособна и дает существенную информацию о характеристиках микроволнового газового разряда.

Литература

- [1] Л.П. Грачев, И.И. Есаков, К.В. Ходатаев. Особенности развития импульсных СВЧ разрядов в квазиоптическом пучке в различных газах. // ЖТФ, 1998, Т. 68, Вып. 4, С. 33-36.
- [2] Л.П. Грачев, И.И. Есаков, Г.И. Мишин, К.В. Ходатаев. Стадии развития безэлектродного СВЧ разряда. // ЖТФ, 1996, Т. 66, Вып. 7, С. 32-45.
- [3] Л.П. Грачев, И.И. Есаков, К.В. Ходатаев. Диапазон существования самостоятельно развивающегося подкритического стримерного разряда. // ЖТФ, 1999, Т. 69, Вып. 11, С. 19-24.
- [4] Л.П. Грачев, И.И. Есаков, Г.И. Мишин, К.В. Ходатаев, В.В. Цыпленков. Фоторазвертка разряда высокого давления в волновом пучке. // Письма в ЖТФ, 26 ноября 1992, Т. 18, Вып. 22, С. 34-38.
- [5] Л.П. Грачев, И.И. Есаков, С.Г. Малык, К.В. Ходатаев. Двухзеркальный

резонатор для исследования СВЧ безэлектродного разряда в газах высокого давления. // ЖТФ, 2001, Т. 71, Вып. 6, С. 66-74.

[6] А.П. Вихарев, Б.Г. Еремин. СВЧ разряд в квазиоптическом резонаторе. // ЖЭТФ, 1975, Т. 68, Вып. 2, С. 452-455.

[7] L.P. Grachev, I.I. Esakov, G.I. Mishin, K.V. Khodataev. Tech. Phys. 39(2), February 1994, P. 130-136.

[8] Л.П. Грачев, И.И. Есаков, Г.И. Мишин, К.В. Ходатаев. Разряд в воздухе в квазиоптическом микроволновом резонаторе. // ЖТФ, 1994, Т. 64, Вып. 2, С. 26-37.

[9] К.В. Александров, Л.П. Грачев, И.И. Есаков, С.М. Покрас, К.В. Ходатаев. Импульсный СВЧ разряд в атмосферном воздухе в фокусе двухзеркального резонатора. // ЖТФ, 2003, Т. 73, Вып. 1, С. 46-50.

[10] Л.П. Грачев, И.И. Есаков, Г.И. Мишин, К.В. Ходатаев. Возможность осуществления термоядерного синтеза в резонансном стримерном СВЧ разряде высокого давления. // Препринт ЛФТИ им. А.Ф. Иоффе, 1992, № 1577.

[11] В.С. Барашенков, Л.П. Грачев, И.И. Есаков, Б.Ф. Костенко, К.В. Ходатаев, М.З. Юрьев. Порог кумулятивного резонансного стримерного СВЧ разряда в газах высокого давления. // ЖТФ, 2000, Т. 70, Вып. 11, С. 31-35.

[12] Л.П. Грачев, И.И. Есаков, К.В. Ходатаев. Магнитогидродинамические неустойчивости самосжатого резонансного стримерного СВЧ разряда. // ЖТФ, 2003, Т. 73, Вып. 5, С. 35-40.

[13] I.I. Esakov, L.P. Grachev, K.V. Khodataev. The pinch-effect in microwave resonant streamer discharge. // Problems of Atomic Science and Technology, 2000, #3. Series: Plasma Physics (5), P. 138-140.

[14] I.I. Esakov, L.P. Grachev, K.V. Khodataev. The pinch-effect in microwave discharge at gas of high pressure. 4th Symposium "Current Trends in International Fusion Research" March 12-16, 2001, Washington, DC, U.S.A. Book of abstracts, P. 64-66.

[15] K.V. Khodataev. Physics of super undercritical streamer discharge in UHF electromagnetic wave. Proc. XXIII ICPIG, 17-22 July 1997, Toulouse-France, Contributed papers, IV-24.

[16] О.И. Воскобойникова, С.Л. Гинзбург, В.Ф. Дьяченко, К.В. Ходатаев. Инициация микроволнового стримерного разряда в газе. // Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, 2001, № 13.

[17] О.И. Воскобойникова, С.Л. Гинзбург, В.Ф. Дьяченко, К.В. Ходатаев. Численное исследование подкритического микроволнового разряда в газе высокого давления. // ЖТФ, 2002, Т. 72, Вып. 8, С. 21-26.

[18] О.И. Воскобойникова, С.Л. Гинзбург, В.Ф. Дьяченко, В.В. Палейчик, К.В. Ходатаев. Расчеты микроволнового стримерного разряда в газе. // Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, 2002, № 35.

[19] О.И. Воскобойникова, С.Л. Гинзбург, В.Ф. Дьяченко, В.В. Палейчик. Расчеты микроволнового разряда в газе. // Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, 2003, № 30.

- [20] K.V. Khodataev. The theory of the microwave high-pressure discharge. //Proc. of IV International workshop “Microwave discharges: fundamentals and applications”, September 18-22, 2000, Zvenigorod, Russia, P. 35-44. (Yanus-K, Moscow 2001)
- [21] I.I. Esakov, L.P. Grachev, K.V. Khodataev. Parameters of plasma in the resonant channel microwave streamer discharge of high pressure. // Proc. of The 2nd Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics in Aerospace Applications. 5-7 April 2000, Moscow, Russia, P. 154-162.
- [22] I.I. Esakov, L.P. Grachev, K.V. Khodataev. The pinch-effect in microwave resonant streamer discharge and its possible applications. // Proc. of the international workshop “Strong microwaves in plasmas” (2-9 August 1999, Nizhny Novgorod), 2000, v. 1, P. 291-305.
- [23] К.В. Ходатаев, Б.Р. Горелик. Диффузионный и дрейфовый режимы распространения плоской волны ионизации в СВЧ - поле. // Физика Плазмы. 1997, Т. 23, № 3, С. 236-245.

Содержание

Введение.....	3
§1 Постановка задачи.....	5
§2 Результаты расчета основного варианта.....	6
§3 Результаты расчета других вариантов.....	9
Заключение.....	12
Литература.....	12