

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

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

2-D МОДЕЛЬ МИКРОВОЛНОВОГО РАЗРЯДА В ГАЗЕ

Москва 2005

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

2-D MODEL OF THE MICROWAVE DISCHARGE IN GAS

Abstract

A two-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

2-D МОДЕЛЬ МИКРОВОЛНОВОГО РАЗРЯДА В ГАЗЕ

Аннотация

Двумерная 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 № 02-01-00583.

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 газокINETического 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 холодного 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. Однако, в стоячей волне электромагнитного поля, в частности в резонаторе, нарушение симметрии, как показывает эксперимент, несущественно. Поэтому при моделировании разряда в резонаторе возможно ограничиваться двумерным приближением.

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 , диффузии D , ионизации v_i , рекомбинации v_r , теплообмена K и т.д. приведены ниже.

Параметрами задачи являются: частота ω и амплитуда $[E]$ внешнего поля, а также начальная концентрация $[n]$, температура $[T]$ и масса молекулы M газа. Используем их для выбора единиц измерения $[*]$ и положим: расстояние $[x] = c/\omega$, проводимость $[\sigma] = \omega/4\pi$, скорость $[v]^2 = [T]/M$ и, разумеется, $[\theta] = [T]$, $[H] = [E]$, $[t] = [x]/[v]$.

При этом константы и функции, входящие в систему уравнений (1)-(7), принимают следующий вид:

$$o = 1/\omega[t] \quad \sigma = \frac{4\pi o \psi / v}{1 - i/o v_{tr}} \quad v_{tr} = e^2 m^{-1} [n][t]^2 n v \quad a = [T]/1ev$$

$$v = 15\sqrt{m}e^2[T]^{-3/2}[t]^{-1}\theta^{-3/2}\psi + 1.5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1} m e^{-2}[t]^{-1} \frac{8(a\theta/13)^{2/3}}{\left(1+(a\theta/13)^{0.58}\right)^3} (\delta - \psi)$$

$$\delta = 1 + 2 \left(1 + \left(1 + 1.310^{-21} \text{ см}^3 [n] n (aT)^{-3/2} \exp(4.5/aT) \right)^{1/2} \right)$$

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

$$q = \omega[t][E]^2[n]^{-1}[T]^{-1}/4\pi \quad F_i = 13.6n\psi(v_i - v_r)/a$$

$$\Lambda = 1.38^{-1} \cdot 10^{22} \text{ см}^{-1} \text{сек}^{-1} [t][n]^{-1}[x]^{-2} \quad \lambda = 100 \cdot \Lambda$$

$$v_i = 15.4 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1} [n][t] \cdot \sqrt{a\theta} (1 + a\theta/200)^{-1} \exp(-15.4/a\theta) (n\delta - n\psi)$$

$$v_r = \alpha(n\psi)^2 + \beta n\psi$$

$$\alpha = (8.75 \cdot 10^{-27} (a\theta)^{-1/2} + 1.7 \cdot 10^{-30} (a\theta)^{-1}) \text{ см}^6 \text{сек}^{-1} [n]^2 [t]$$

$$\beta = (2.7 \cdot 10^{-13} (a\theta)^{-3/4} + 3 \cdot 10^{-8} T^{-1} \theta^{-1/2} (2 - \delta)/\delta) \text{ см}^3 \text{сек}^{-1} [n][t]$$

$$\kappa_1 = 1.5 \cdot 10^{-8} (a\theta)^{10} / (0.24 + a\theta)^{11.5}$$

$$\kappa_2 = 1.04 \cdot 10^{-7} \sqrt{a\theta} \exp(-9/a\theta) / (1 + a\theta/200)$$

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

$$K = v_{tr}m/M + n \left((\kappa_1 + \kappa_2)(2 - \delta) + \kappa_3(0.1(2 - \delta) + 2(\delta - 1)(1 - \psi/\delta)) \right) / a\theta \cdot [n][t] \text{ см}^3 / \text{сек}$$

$$F_r = 1.5 \cdot 10^{-25} \text{ erg см}^3 \text{сек}^{-1} [n][t][T]^{-1} (n\psi)^2 \sqrt{a\theta}$$

$$D = \frac{2M\theta}{3m v_{tr}} \left(\sqrt{\frac{m}{M}} + \frac{v_i^2}{v_i^2 + (4\pi\psi/v)^2} \right)$$

За основной примем вариант с параметрами (все в СГС):

частота $\omega = 2.2 \cdot 10^{10}$,

амплитуда $[E] = 36$,

концентрация $[n] = 2.4 \cdot 10^{19}$,

температура $[T] = 4.1 \cdot 10^{14}$,

масса молекулы $M = 3.3 \cdot 10^{-24}$

и, следовательно, $[x] = 1.36$, $[v] = 1.11 \cdot 10^5$, $[t] = 1.22 \cdot 10^5$.

Ввиду малости коэффициента ($\sigma \sim 10^{-6}$) при производных по времени в уравнениях (1), (2), пренебрегаем этими членами и будем решать полученную систему Гельмгольца как стационарную, при каждом t , с условиями Зоммерфельда на бесконечности для возмущения поля. Внешнее, первичное, поле

является решением этой системы при $\sigma = 0$.

Начальные данные: $n = T = 1$, $v = \psi = 0$, 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 $[E]$.

Некоторые оценки можно сделать и не решая уравнений. Как нетрудно проверить, условием неустойчивости нулевого решения уравнения (6) является неравенство $L^2 > D/v_i$, где L – размер области возмущения. Величина D/v_i при $n = T = 1$ и $\psi = 0$, является функцией θ . Диапазон изменения ее таков: 10^{19} при $\theta=1$, 10^6 при $\theta=70$ и 10^8 при $\theta=1000$. Поскольку величина θ определяется, в основном, полем, то отсюда можно получить “критическое” значение поля, достаточное для инициализации разряда. Представленный выше, как основной, набор параметров и соответствует этому значению.

Итак, в начальный момент $n = T = 1$, $v = \psi = 0$, $\theta = 70$. Возмущение $\psi_0 < 10^{-5}$ внутри сферы радиуса $L=0.01$. Сама величина ψ_0 сколько-нибудь существенной роли не играет, влияя лишь на масштаб времени $t \sim \ln 1/\psi_0$ из-за экспоненциальности нарастания ψ на начальном этапе.

В данной работе мы ограничиваемся двумерным цилиндрически симметричным ($\partial/\partial\phi = 0$) случаем с внешним полем в виде стоячей волны, имеющим отличные от нуля компоненты $E_z = J_0(r)$, $H_\phi = -iJ_1(r)$, выражаемые функциями Бесселя.

Симметрия задачи относительно плоскости $z = 0$ позволяет ограничиться расчетом в области $z > 0$.

§ 2 Результаты расчета

Ведущим механизмом разряда является ионизация газа с образованием свободных электронов. Их количество $S(t) = \iint n\psi r dr dz$ – важная общая характеристика процесса. Ее начальное значение $S(0) = 10^{11}$, а поведение во времени демонстрирует рис.1.



Отчетливо видна неравномерность накопления электронной массы – интенсивный рост ее на интервале $0.01 < t < 0.02$ и сравнительно медленное изменение до и после. Состояние системы в начале этого интервала, на момент $t = 0.01$, показывает серия рисунков 2-7.

Сформировавшаяся узкая проводящая область, вытянутая вдоль оси z , изображена на рис.2, где даны линии уровня $\sigma = 0.01$ и $\sigma = 100$. Распределение проводимости вдоль оси z показано на рис.3. Эти графики справедливы и для электронной концентрации, поскольку $\psi \approx 10^{-6} \sigma$.

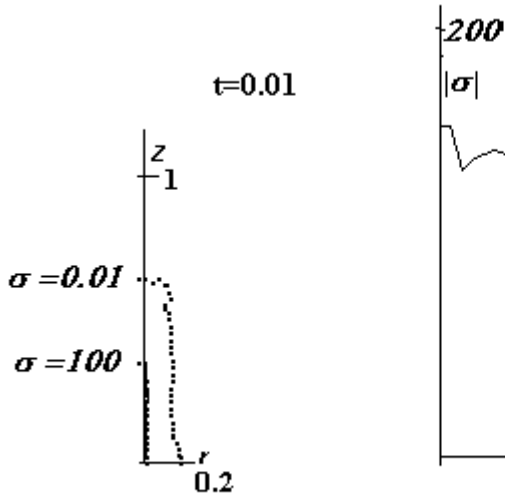


Рис.2 Форма проводящей области

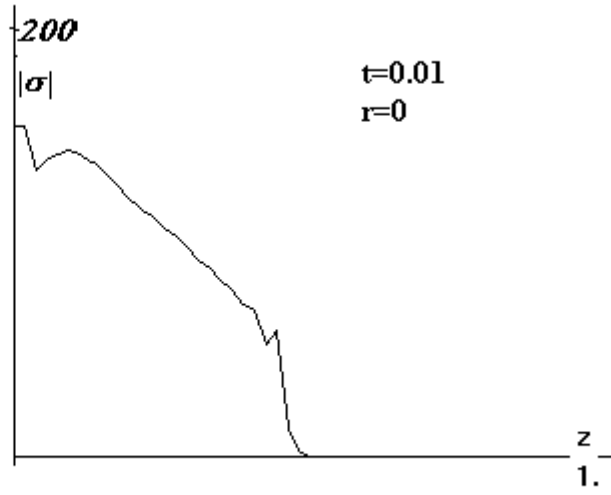


Рис.3 Распределение проводимости

Распределение модуля поля E вдоль оси z показано на рис.4. Имеется острый максимум $E \approx 2$ на фронте ионизации. Положение этого фронта демонстрирует и рис.5, где даны распределения вдоль оси z действительной и мнимой частей тока $J = \int \sigma E_z r dr$.

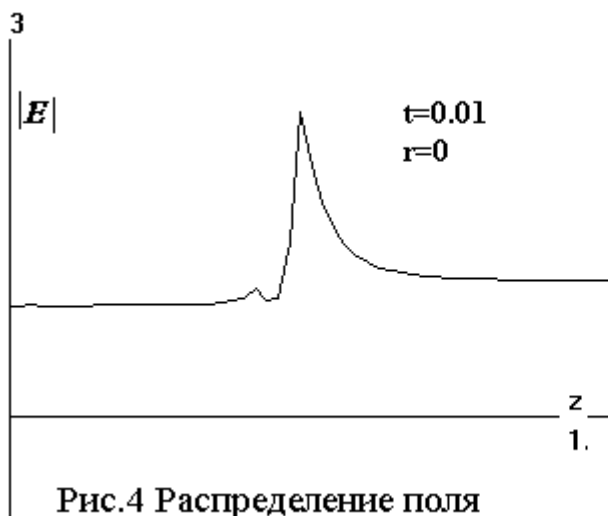


Рис.4 Распределение поля

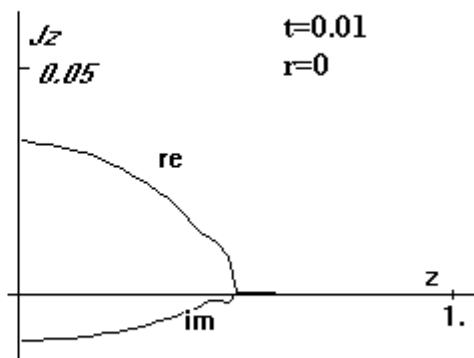


Рис.5 Распределение тока

Рисунки 6 и 7 показывают распределения на оси z температур газа T и электронов Θ .

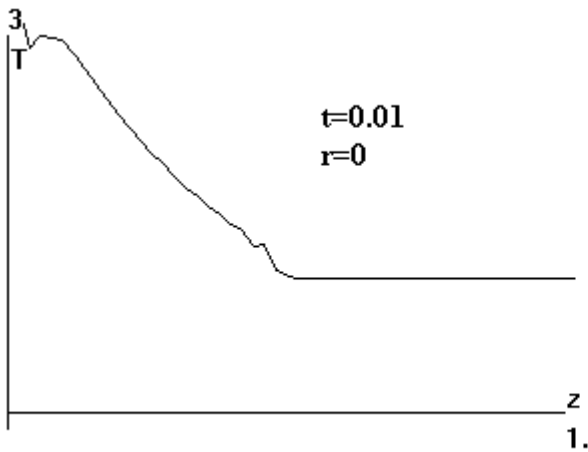


Рис.6 Температура газа

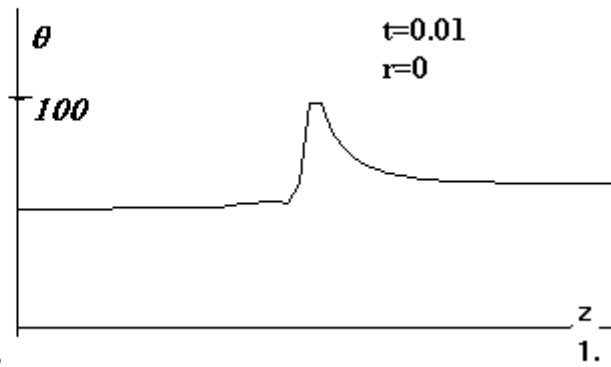


Рис.7 Электронная температура

К моменту $t=0.01$ гидродинамические явления практически отсутствуют, плотность газа остается равной единице.

Дальнейшее развитие ситуации описывают рисунки 8-11.

На рис.8 показано перемещение фронта ионизации $Z(t)$ в направлении оси z .

Рис.9 показывает ток через сечение $z=0$ (его действительную и мнимую части). Отметим, что при $t \sim 0.015$ происходит смена знака фазы - imJ становится положительной.

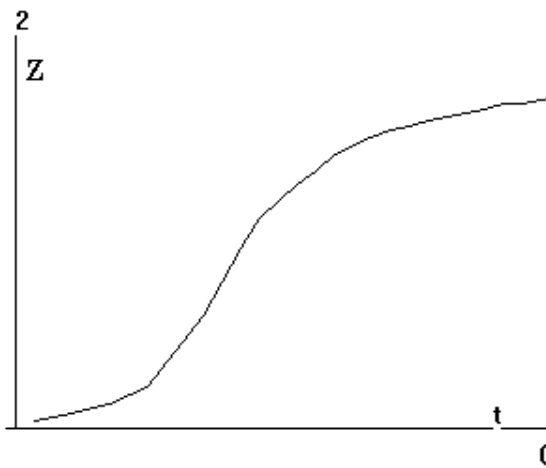
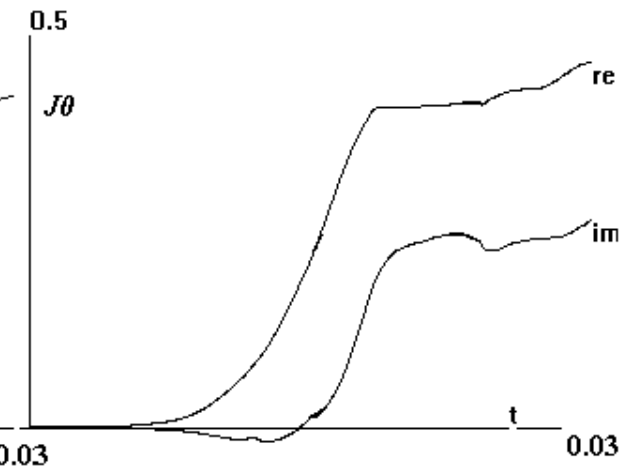


Рис.8 Перемещение фронта ионизации.

Рис.9 Ток в сечении $z=0$.

На рис.10 дана зависимость от времени энергии электронной компоненты $W(t) = 1.5 \iint \psi \Theta r dr dz$. Как видно, средняя температура электронов - W/S порядка сотни.

Рис.11 демонстрирует величину энергии, получаемой плазмой в результате джоулева нагрева $Q(t) = \int dt \int q Re(\sigma E E^*) r dr dz$.

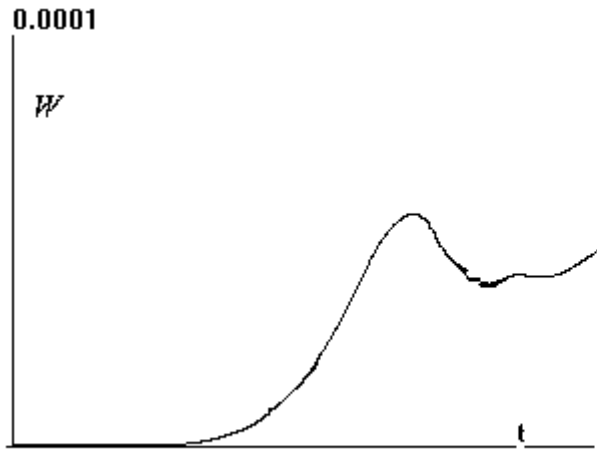


Рис.10 Энергия электронов

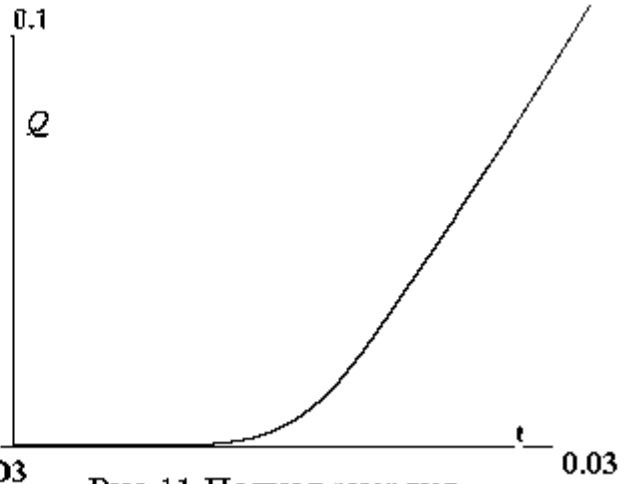


Рис.11 Полная энергия

Как и рис.1, изображенное на рисунках 8-11 указывает на резкую активизацию процессов после $t=0.01$. В частности, скорость перемещения фронта ионизации dZ/dt достигает полутора сотен, по сравнению с ~ 10 в начале.

Однако, в районе $t=0.02$ происходит торможение процессов. Опишем ситуацию на этот момент.

Картина, изображенная на рис.12 (аналог рис.2) с линиями уровня $\sigma=0.01$ и $\sigma=100$, показывает на существенное изменение формы проводящей области. Высокая проводимость ($\sigma > 100$) по-прежнему сосредоточена на оси z . Сама же область ($\sigma > 0.01$) расплывается в стороны. Передний край фронта ионизации, с максимальным z , сходит с оси. Вместе с ним перемещается и $\max E \sim 1.5$.

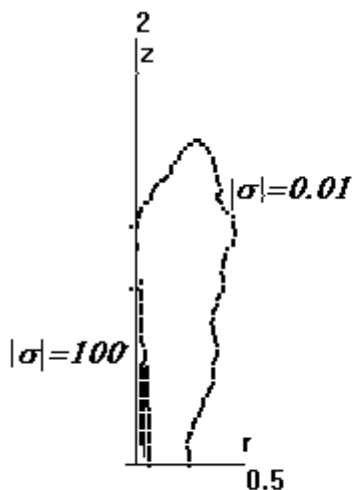


Рис.12 Форма области

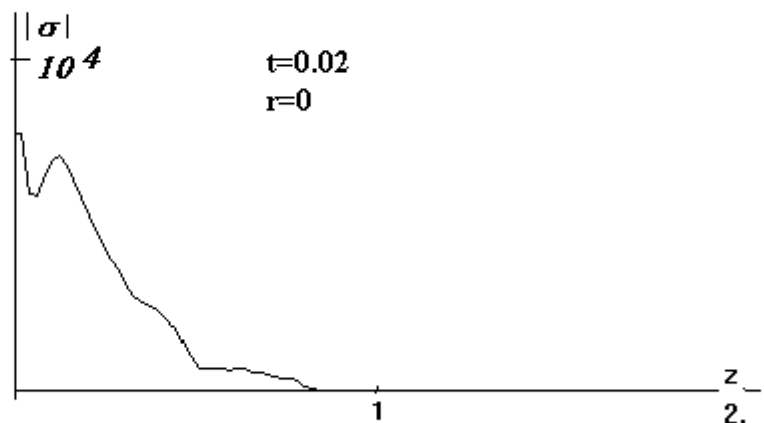


Рис.13 Распределение проводимости на оси

Рисунки 13 - 17 (аналоги 3 - 7) дают распределения на момент $t=0.02$ проводимости σ , поля E , тока J , температур газа T и электронов Θ вдоль оси z . В отличие от рис.3-7, они не столь репрезентативны, так как центр активности с оси ушел.

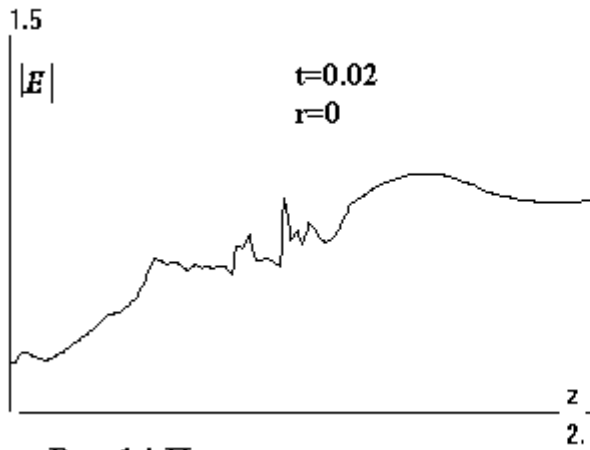


Рис.14 Поле на оси

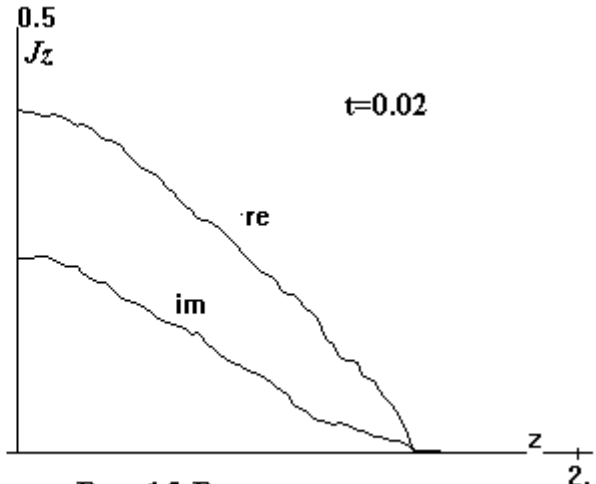


Рис.15 Распределение тока

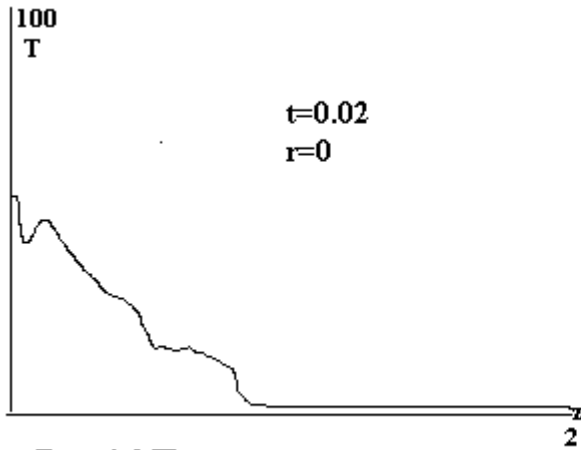


Рис.16 Температура газа

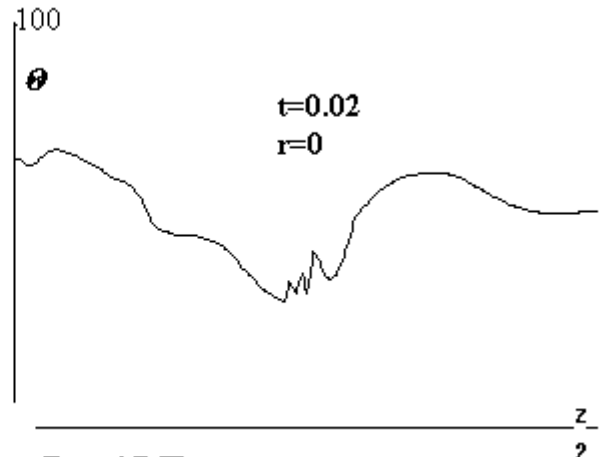
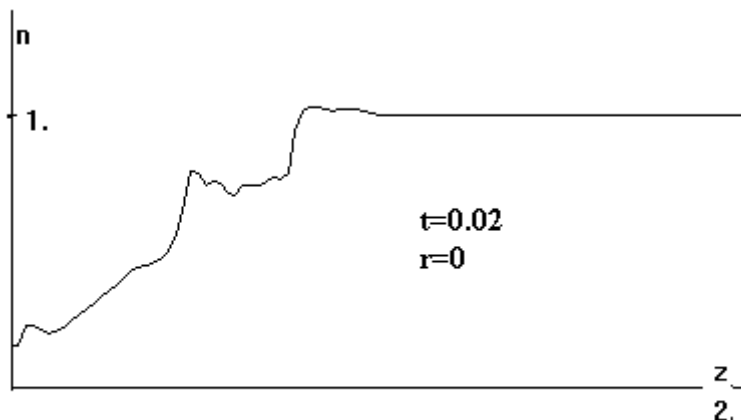


Рис.17 Температура электронов

На рис.18 показано распределение плотности газа на оси z на момент $t=0.02$, которое свидетельствует о существенном проявлении гидродинамических процессов, приводящих к возникновению в тылу разреженного горячего ядра (с высокой проводимостью $\sim 10^4$ и малым полем ~ 0.1 - рис. 13-14).

Рис.18 Распределение плотности газа на оси z

§ 3 Заключение

Подводя итог, отметим, что ионизация оказывается довольно малой $\psi < 0.01$, и электронная компонента получает ничтожную долю энергии $W \sim 10^{-3} Q$. В дальнейшем положение может измениться. Но продолжение расчета в осесимметричной постановке нам представляется неоправданным по следующим соображениям. Торможение на заключительном этапе расчета, возможно, является следствием схода с оси острой головки разряда, ведущей процесс, размывание ее в менее эффективную кольцевую воронку. Причиной же схода может служить отмеченная ранее неустойчивость решения, а в условиях навязанной аксиальной симметрии она ничего другого дать не может. В общей трехмерной постановке возможно смещение острой головки, без размывания и уменьшения активности.

В остальном, двумерный аксиально - симметричный вариант постановки задачи удовлетворительно описывает эффекты начальной стадии газового разряда и позволяет оценить роль тех или иных параметров задачи.

Так, использованное для расчета в основном варианте, значение амплитуды внешнего поля действительно близко к критическому. При увеличении его на 50% процесс инициирования разряда ускоряется на порядок, при уменьшении инициирования не происходит.

В вариантах с увеличенной в 100 раз начальной концентрацией газа критическое значение амплитуды поля возрастает в 60 раз. При этом, общая качественная картина процесса, практически, та же, что и в основном варианте (с температурой в разреженном ядре на порядок больше).

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.
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
- [8] 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.
- [9] 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.
- [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	7
§3 Заключение.....	12
Литература.....	12