

ТЕРМОДИФФУЗИОННОЕ РАССЛОЕНИЕ ПЛАЗМЫ НЕПРЕРЫВНОГО СВЧ РАЗРЯДА

А.Л.Вихарев, А.М.Горбачев¹⁾ О.А.Иванов, А.Л.Колыско, О.Ю.Кузнецов

Институт прикладной физики РАН
603600 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 2 марта 1998 г.

Представлены результаты исследований непрерывного сверхвысокочастотного (СВЧ) разряда, зажигаемого в квазиоптическом резонаторе. Изучен новый для такого разряда тип мелкомасштабного расслоения плазмы поперек вектора электрического поля. Это расслоение наблюдается в плазме с концентрацией электронов выше критической для частоты СВЧ излучения и связано с развитием термотоковой неустойчивости.

PACS: 52.80.Pi

Свободно локализованный сверхвысокочастотный (СВЧ) разряд в газах привлекает внимание как объект нелинейной физики разнообразием мелкомасштабных (по сравнению с длиной волны) структур, возникающих в результате развития в разрядной плазме различных неустойчивостей [1]. Плазма импульсного разряда подвержена ионизационным (ионизационно-полевой и ионизационно-перегревной) неустойчивостям, а в непрерывном разряде развивается прилипательная неустойчивость [2].

В данной работе представлены результаты исследований свободно локализованного разряда, зажигаемого в квазиоптическом резонаторе. Такая схема создания непрерывного СВЧ разряда позволяет избежать контакта разрядной плазмы с металлическими стенками, достаточно проста в реализации и дает возможность в широких пределах управлять параметрами плазмы. Нами экспериментально и теоретически исследован новый для СВЧ разряда тип мелкомасштабного расслоения плазмы поперек вектора электрического поля. В отличие от условий развития хорошо известной ионизационно-полевой неустойчивости [1] это расслоение наблюдается в плазме с концентрацией электронов выше критической для частоты СВЧ излучения и, как будет показано, связано с возникновением термодиффузионного потока электронов.

Подробное описание экспериментальной установки приведено в [3]. Квазиоптический резонатор, имеющий добротность $Q_0 \approx 5 \cdot 10^3$, возбуждался СВЧ излучением от непрерывного магнетрона (длина волны $\lambda \approx 3$ см, мощность $P_0 = 10 - 200$ В) на моде TEM_{00q} . Концентрация электронов N_e измерялась резонаторным методом по сдвигу резонансной частоты резонатора при возникновении в нем плазмы [4]. В качестве диагностического использовался квазиоптический резонатор восьмимиллиметрового диапазона со сферическими зеркалами ($Q_0 \approx 7 \cdot 10^3$), расположенными по обе стороны от оси трехсантиметрового резонатора. Разряд зажигался в различных газах и газовых смесях: воздух, кислород O_2 , азот N_2 , пары воды H_2O , аммиак NH_3 , углекислый газ CO_2 , гелий He.

В первых экспериментах [2] было обнаружено, что такой разряд существует в двух основных формах: диффузной и контрагированной. В диффузной форме разряд

¹⁾ e-mail: gorb@appl.sci-nnov.ru

горел в одной или нескольких пучностях поля, его размеры были близки к размерам области локализации поля, а граница разряда – размытая. При увеличении вводимой в резонатор СВЧ мощности разряд переходил в контрагированное состояние. В этой форме разряд представлял собой слегка вытянутый вдоль вектора электрического поля эллипсоид размером много меньше размеров диффузного разряда и длины электромагнитной волны.

В процессе дальнейших исследований нами было установлено, что помимо этих двух форм в некоторых газах, таких как NH_3 , H_2O , CO_2 , в диапазоне давлений $p = 3 - 20$ торр наблюдалась еще одна необычная форма – контрагированный разряд, расслоенный поперек вектора электрического поля, рис.1. Разряд имел вид слегка вытянутого вдоль вектора электрического поля эллипсоида, состоящего из чередующихся светлых и темных дисков. Такое расслоение не наблюдалось в других исследованных газах (в воздухе, N_2 , O_2 , He). Расстояние между двумя дисками (масштаб расслоения) было во всех случаях в интервале 1 – 2 мм. При увеличении вводимой в резонатор мощности размер эллипсоида увеличивался, а расстояние между дисками возрастало при неизменном их числе. В определенный момент число дисков увеличивалось на один и масштаб расслоения скачкообразно уменьшался.

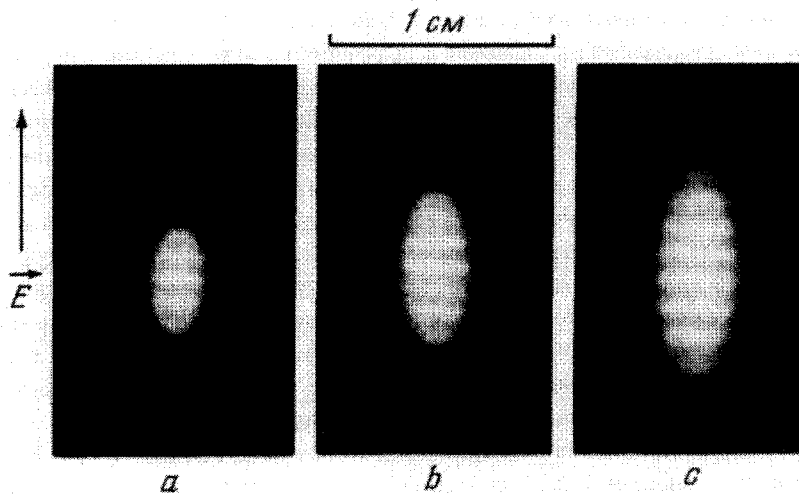


Рис.1. Фотография расслоенной формы контрагированного разряда в аммиаке при давлении $p = 6$ торр, и различной вводимой в резонатор СВЧ мощности: $a - 6$, $b - 13$ и $c - 21$ Вт

Добавление к аммиаку нескольких процентов азота приводило к подавлению расслоения. Этот факт, а также то, что расслоение наблюдалось только в некоторых газах, свидетельствует о его кинетической природе.

Измерения N_e с помощью диагностического резонатора показали, что средняя концентрация электронов в контрагированной форме разряда, как в расслоенной,

так и в однородной, была приблизительно одинакова в различных газах и больше критической: $N_e \approx (1-3)N_c$, где $N_c = m_e(\omega^2 + \nu^2)/4\pi e^2$ – критическая концентрация электронов, ω – круговая частота электромагнитной волны, ν – частота упругих столкновений электронов с нейтралами.

Проанализируем причины, приводящие к возникновению расслоения плазмы. Рассмотрим одномерный случай, то есть будем считать, что параметры плазмы меняются только вдоль оси, параллельной вектору электрического поля \mathbf{E} . В слое, перпендикулярном вектору \mathbf{E} , связь величины электрического поля с N_e является алгебраической:

$$E = E(N_e) = \frac{E_0}{|\epsilon|}, \quad \epsilon = 1 - \frac{N_e}{N_c} \left(1 + i \frac{\nu}{\omega}\right), \quad (1)$$

где ϵ – комплексная диэлектрическая проницаемость плазмы. При $N_e > N_c$ локальное увеличение N_e приводит к уменьшению величины поля и наоборот. В то же время, при увеличении поля происходит рост температуры электронов, и в расслоенном разряде величины T_e и N_e должны меняться в противофазе. Поэтому рассмотрение проведем на основе системы одномерных уравнений теплопроводности для T_e и диффузии для N_e .

Уравнение для T_e при амбиполярном характере переноса электронов получим из общего уравнения, см., например, [5], опуская в нем члены с амбиполярной скоростью электронов:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{2\sigma E^2(N_e)}{3N_e} - \nu_u(T_e)T_e + \frac{1}{N_e} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{5}{3} N_e D_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial x} \right). \quad (2)$$

Здесь $\sigma = e^2 N_e \nu / m_e (\omega^2 + \nu^2)$ – высокочастотная проводимость плазмы, ν_u – частота релаксации температуры электронов, D_e – коэффициент свободной диффузии электронов.

В уравнение для N_e пренебрежем ролью отрицательных ионов. Такое приближение допустимо в плотной плазме контрагированного разряда, когда в результате накопления большого числа активных частиц частота отлипания велика, концентрация отрицательных ионов мала и прилипание компенсируется отлипанием [5]:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (u_a N_e) = \nu_i(T_e) N_e - \alpha N_e^2, \quad (3)$$

где $\nu_i(T_e)$ – частота ионизации, α – коэффициент рекомбинации.

Амбиполярная скорость электронов u_a с учетом пространственной неоднородности распределения T_e дается выражением [6]

$$u_a = - \frac{D_a}{N_e} \frac{\partial N_e}{\partial x} - \frac{D_a^T}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial x}. \quad (4)$$

Коэффициенты амбиполярной диффузии D_a и термодиффузии D_a^T для сильно неравновесной плазмы, когда $T_e \gg T_i$, равны [6]

$$D_a \approx D_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right), \quad D_a^T \approx D_i \frac{T_e}{T_i} (1 - g) \approx D_a (1 - g), \quad (5)$$

где D_i – коэффициент диффузии положительных ионов, $g = \partial \ln \nu / \partial \ln T_e$ – коэффициент, учитывающий влияние термосилы [6].

Применим к уравнениям (2) и (3) обычную процедуру линеаризации относительно однородного стационара. Для простоты выкладок положим $g = 0$, и также будем считать, что характерный масштаб установления электронной температуры много меньше масштаба диффузии электронов: $D_e/\nu_u \ll D_a/\nu_i$, что выполняется в рассматриваемых условиях. Для возмущений вида $\exp(i\kappa x + \gamma t)$ получаем следующую зависимость имкремента роста возмущений γ от волнового числа κ :

$$\gamma = \frac{-(5/3)\kappa^4 D_a D_e + \kappa^2 D_a \nu_u (2a - 1 - c) - \nu_i \nu_u (1 + c + 2ab)}{(5/3)\kappa^2 D_e + (1 + c)\nu_u}, \quad (6)$$

где введены обозначения: $a = -\partial \ln E / \partial \ln N_e$ $b = \partial \ln \nu_i / \partial \ln T_e$ $c = \partial \ln \nu_u / \partial \ln T_e$. Максимальное значение γ достигается при

$$\kappa_m^2 = \frac{3}{5} \frac{\nu_u}{D_e} \left[((1 + c)^2 + (2a - 1 - c)(1 + c))^{1/2} - (1 + c) \right], \quad (7)$$

откуда видно, что однородное состояние неустойчиво, если $2a - 1 - c > 0$. Параметр c можно выразить через зависимость $T_e(E)$ в стационарном случае, используя уравнение (2), и условие неустойчивости преобразовать к виду

$$-\frac{\partial \ln T_e}{\partial \ln E} \frac{\partial \ln E}{\partial \ln N_e} > 1. \quad (8)$$

При $N_e > N_c$ в области давлений газа, когда $\nu \leq \omega$, зависимость $E(N_e)$ — убывающая. Если функция $T_e(E)$ достаточно быстрая, так что выполняется условие (8), то возможно развитие неустойчивости, физический механизм которой состоит в следующем. Уменьшение N_e в слое, перпендикулярном вектору \mathbf{E} , вызывает возрастание величины поля. При резкой зависимости $T_e(E)$ происходит существенный нагрев электронов и термодиффузионный поток электронов из этой области, связанный с неоднородностью T_e , превышает обратный поток, вызываемый неоднородностью плотности электронов. И, таким образом, происходит дальнейшее уменьшение величины N_e .

Для тлеющего разряда такая неустойчивость, названная термотокковой, была предсказана в работе [7], где получен аналогичный (8) критерий ее возникновения. Экспериментальному и теоретическому исследованию этой неустойчивости в тлеющем разряде посвящены также работы [8–11].

Из сравнения зависимости величины $T_e = D_e/\mu_e$ от приведенного поля E/p для различных газов [5, 12, 13] видно следующее. Для таких газов, как воздух, N_2 , O_2 , He, в которых не наблюдается расслоения контрагированной формы, зависимость $T_e(E)$ плавная ($\partial \ln T_e / \partial \ln E < 1/2$) во всем диапазоне полей поддержания разряда. Напротив, для NH_3 , H_2O , CO_2 на зависимости $T_e(E)$ имеется достаточно крутой участок, на котором возможно выполнение условия (8).

Важно отметить, что резкая зависимость $T_e(E)$ наблюдается при значениях электрического поля, меньших пробойной величины E_c , определяемой из условия $\nu_i(E_c) = \nu_a(E_c)$, где ν_a — частота прилипания [13]. Поэтому описываемая неустойчивость может наблюдаться только в квазистационарных разрядах с закритической плотностью плазмы, когда в электроотрицательных газах в результате накопления активных частиц гибель электронов в результате прилипания компенсируется отлипанием и поле поддержания разряда заметно меньше пробойного [3]. В короткоим-

пульсных разрядах величина поля велика, зависимость $T_e(E)$ слабая и термодиффузионный поток вносит несущественную добавку в полный поток электронов. В стационарных разрядах с электронной концентрацией, меньше критической, $N_e < N_c$, при растущей функции $E(N_e)$ термодиффузия не приводит к изменению направления потока электронов.

Теория неоднородных стационарных состояний, реализующихся в неравновесных диссипативных системах, которые описываются системой двух нелинейных дифференциальных уравнений диффузионного типа, подробно изложена в монографии [14]. Определенный класс таких систем принято называть активными системами с диффузией, в том смысле, что по одному параметру, активатору θ , осуществляется положительная обратная связь, которая является причиной неустойчивости однородного состояния системы. Другой параметр, ингибитор η , подавляет процесс нарастания активатора.

Следуя идеологии работы [14], для нашего случая удобно выбрать $\theta = T_e$ и $\eta = N_e T_e$ и от системы уравнений (2) и (3) перейти к системе уравнений для θ и η . Легко убедиться, что при $\eta = \text{const}$ однородное стационарное решение уравнения для θ неустойчиво при выполнении условия (8), а при $\theta = \text{const}$ однородное стационарное решение уравнения для η устойчиво. Характерная диффузионная длина образования электронов $L = (D_a/\nu_i)^{1/2}$ характеризует масштаб изменения ингибитора $\eta = N_e T_e \propto N_e D_a$, а величина $l = (D_e/\nu_u)^{1/2}$ – характерный пространственный масштаб изменения активатора θ . В [14] показано, что при выполнении условия $L \gg l$ в данной системе реализуются неоднородные стационарные решения в виде термодиффузионных автосолитонов и страт с характерным масштабом $l < \Lambda < L$.

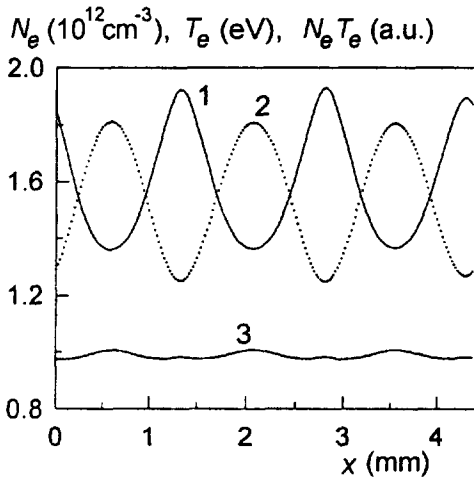


Рис.2. Пространственные распределение концентрации (1) и температуры (2) электронов и параметра $\eta = N_e T_e$ (ингибитора) (3) в аммиаке при давлении $p = 6$ торр

Система уравнений (2) и (3) решалась также численно. На рис.2 приведено стационарное решение уравнений (2) и (3) с зависимостью $E(N_e)$ вида (1) для аммиака. При численных расчетах никаких предположений (типа $g = 0$) не делалось, значения коэффициентов и частот, входящих в уравнения (1)–(3), выбирались на основании данных работы [13]. Величина электрического поля выбиралась такой, чтобы обеспечить в плазме концентрацию электронов выше критической. Как видно, полученный в расчете период расслоения хорошо соответствует наблюдаемому в эксперименте.

В полном соответствии с теоретическими представлениями [14] распределение ингибитора $\eta = N_e T_e$ практически однородное. Заметим, что η по существу является парциальным давлением электронного газа.

Таким образом, в работе обнаружено новое мелкомасштабное расслоение непрерывного СВЧ разряда, возникающее только в некоторых газах. Оно может быть объяснено развитием термотокковой неустойчивости, в результате которой формируется стратифицированная структура разряда.

Данная работа выполнена при поддержке Фонда гражданских исследований и разработок США (CRDF) по гранту RE1-352.

-
1. А.Л.Вихарев, В.Б.Гильденбург, А.В.Ким и др., в сб. *Высокочастотный разряд в волновых полях*, ИПФ АН СССР, Горький, 1988, с.41.
 2. А.Л.Вихарев, О.А.Иванов, О.Ю.Кузнецов и др., ДАН СССР **2**, 358 (1987).
 3. А.Л.Вихарев, О.А.Иванов, О.Ю.Кузнецов и др., *Физика плазмы* **13**, 1124 (1987).
 4. В.Е.Голант, *Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы*, М.: Наука, 1968.
 5. Ю.П.Райзер, *Физика газового разряда*, М.: Наука, 1987.
 6. В.Е.Голант, А.П.Жилинский, И.Е.Сахаров, *Основы физики плазмы*, М.: Атомиздат, 1977.
 7. А.В.Тимофеев, *ЖТФ* **40**, 192 (1970).
 8. Н.Л.Александров, А.М.Кончаков, А.П.Напартович и др., в кн.: *Химия плазмы*, вып.11, М.: Энергоатомиздат, 1984, с.3.
 9. Ю.С.Акишев, Н.А.Дятко, И.Н.Лопаткин и др., *Тр. VII Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы*, **1**, Ташкент, 1987, с.261.
 10. В.А.Швейгерт, *Физика плазмы* **14**, 1263 (1988).
 11. Н.Л.Александров, А.М.Охримовский, *Физика плазмы* **23**, 77 (1997).
 12. И.Мак-Даниель, *Процессы столкновений в ионизованных газах*, М.: Мир, 1967. (Earl W.McDaniel, *Collision phenomena in ionized gases* John Wiley & Sons, Inc., 1964).
 13. M.Yousfi and M.D.Benabdessadok, *J.Appl.Phys.* **80**, 6619 (1996).
 14. Б.С.Кернер, В.В.Осипов, *Автосолитоны: Локализованные сильно неравновесные области в одnorodных диссипативных системах*, М.: Наука, 1991.