

РАЗЛИЧНЫЕ МОДЫ ГОРЕНИЯ ЕМКОСТНОГО ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА В МЕТАНЕ

*И. В. Швейгерт**

*Институт теоретической и прикладной механики
Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 5 декабря 2003 г.

Две различные моды емкостного высокочастотного разряда в метане исследованы методом численного моделирования с использованием комбинированного кинетического подхода при давлении газа $P = (0.01-1)$ Торр. Показано, что переход между объемной модой и модой с активными слоями вызывается изменением тока разряда или давления газа. При изменении тока разряда вдоль растущей и падающей веток тока обнаружено явление гистерезиса. Построена фазовая диаграмма, которая обозначает области существования различных мод разряда в широком диапазоне токов и давлений.

PACS: 52.27.Aj, 52.65.Ww, 52.80.Pi

1. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о существовании различных мод горения разряда впервые исследовался экспериментально Левитским [1]. Со времен этой выдающейся работы переход между различными режимами, реализующимися в высоковольтном и низковольтном разрядах связывали с так называемым α - γ -механизмом. Предполагалось, что резкое возрастание плотности плазмы и уменьшение электронной температуры связано с влиянием вторичных электронов на динамику разряда. В зависимости от мощности разряда горение поддерживается либо электронами квазинейтральной части разряда, которые нагреваются при движении границы приэлектродного слоя (α -мода), либо электронами, эмиттированными с электродов (γ -мода). Годяк с соавторами [2] экспериментально исследовали переход между различными модами с низким и высоким напряжением в высокочастотном разряде в аргоне и гелии. Было показано, что в γ -моде плотность электронов значительно возрастает и функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) становится максвелловской благодаря межэлектронным соударениям. В кинетических расчетах [3] и в расчетах с использованием гидродинамической двухгрупповой электронной моде-

ли [4] α - γ -переход исследовался в высокочастотном разряде в гелии. Другой тип перехода был обнаружен в эксперименте при низком давлении в высокочастотном разряде в аргоне [5]. С увеличением давления газа наблюдался резкий переход от низкотемпературной электронной моды к высокотемпературной. Этот рост электронной температуры объяснялся в работе [5] изменением механизма нагрева электронов, вовлекающим эффект Рамзауэра. В высокочастотном разряде в силане переход между различными модами наблюдался экспериментально в работах [6, 7], а также изучался в численных расчетах [8]. В эксперименте [6, 7] авторы наблюдали переход от моды с объемным свечением к моде со светящимися приэлектродными слоями и пришли к выводу, что причиной смены режима являются вторичные электроны. Важно отметить, что в объемной моде горения разряда измеренная скорость осаждения пленки α -Si:H была значительно больше. В настоящее время, несмотря на многочисленные приложения емкостного высокочастотного разряда в технологических процессах, например для осаждения алмазоподобных пленок, динамика перехода между различными модами горения разряда в молекулярных газах пока не исследована.

*E-mail: ischweig@itam.nsc.ru

2. МЕТОД РАСЧЕТА И МОДЕЛЬ

В данной работе рассматривается переход между различными модами горения емкостного высокочастотного разряда с использованием алгоритма [9], который объединяет гидродинамический и кинетический подходы. Недостатком только гидродинамического рассмотрения является пренебрежение инерцией электронов и ионов, что ограничивает применимость гидродинамической модели областью высоких давлений газа. С другой стороны, при решении кинетических уравнений методом PIC-MCC (Particle-in-Cell Monte-Carlo collisions), особенно при низких давлениях газа, требуется очень большое число расчетных частиц N . Известно, что увеличение N способствует уменьшению статистических флуктуаций электрического поля, которые приводят к искусственному нагреву электронов. В настоящее время гибридные модели, комбинирующие кинетический и гидродинамический подходы, широко используются для расчетов тлеющих разрядов (см., например, [4, 10, 11]). В нашей комбинированной модели [9] кинетические уравнения для электронов и ионов (трехмерные по скорости и одномерные по пространству), уравнения непрерывности для электронной и ионной плотностей и потоков, а также уравнение Пуассона для электрического поля E решаются самосогласованно. Решение кинетических уравнений позволяет нам рассчитать функцию распределения электронов по энергиям и найти кинетические коэффициенты для уравнений переноса. Преимущество нашего комбинированного подхода PIC-MCC по сравнению со стандартным алгоритмом PIC-MCC [12] заключается в видимом ускорении расчетов, которое достигается за счет значительного уменьшения числа расчетных частиц. Даже при низких давлениях газа мы используем только $N = 5000$ для каждой плазменной компоненты, тогда как стандартный алгоритм PIC-MCC требует более $N = 256000$ расчетных частиц, для того чтобы получить согласие с экспериментом, (см. [9]).

Мы рассматриваем одномерный симметричный емкостной высокочастотный разряд с частотой 13.56 МГц и с синусоидальной формой разрядного тока j . Один из электродов заземлен, а на втором напряжение рассчитывается самосогласованно из условия поддержания заданного тока. Расстояние между электродами $d = 3-6$ см. Предполагается, что метан является электроположительным газом [13]. Для простоты, следуя работе [14], мы рассматриваем только один тип ионов CH_5^+ . Модель кинетики электронов включает столкновение элек-

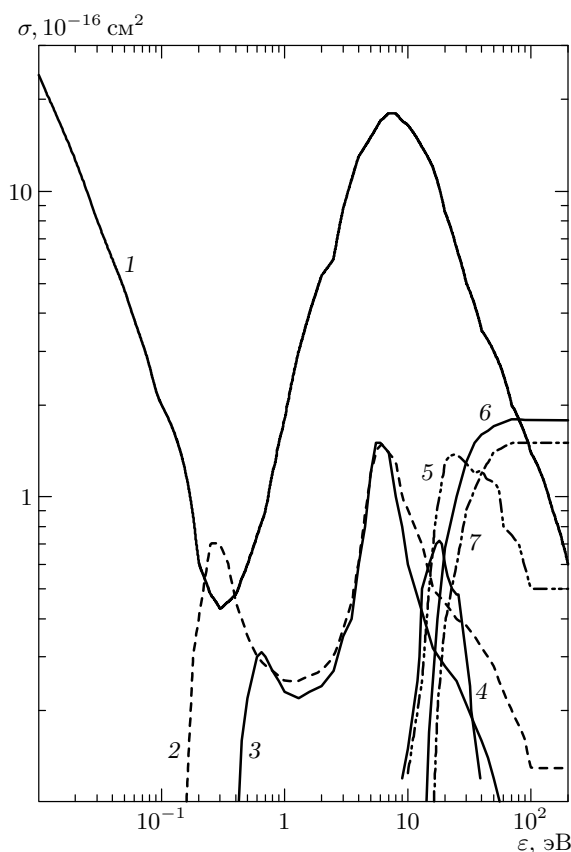


Рис. 1. Сечения рассеяния электрона на молекулу CH_4 в зависимости от энергии электрона: упругое рассеяние (1), возбуждение колебательных уровней (2, 3), диссоциация с образованием CH_2 - и CH_3 -радикалов (4, 5), ионизация (6) и диссоциативная ионизация (7)

тронов и нейтралов [13, 14] и электрон-электронные столкновения, которые рассчитываются по методу, предложенному в работе [15]. Сечения упругого рассеяния, возбуждения колебательных уровней, диссоциации, ионизации и диссоциативной ионизации приведены на рис. 1. Степень разложения метана полагается малой, поэтому рассматриваются соударения электрона только с молекулами CH_4 . В этой работе мы не будем обсуждать вопросы, относящиеся к химии плазмы.

3. СТРУКТУРА И ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ ВЫСОКЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА В РАЗЛИЧНЫХ МОДАХ

При моделировании разряда мы обнаружили два различных режима горения емкостного высокочастотного разряда. Типичные для данных режимов

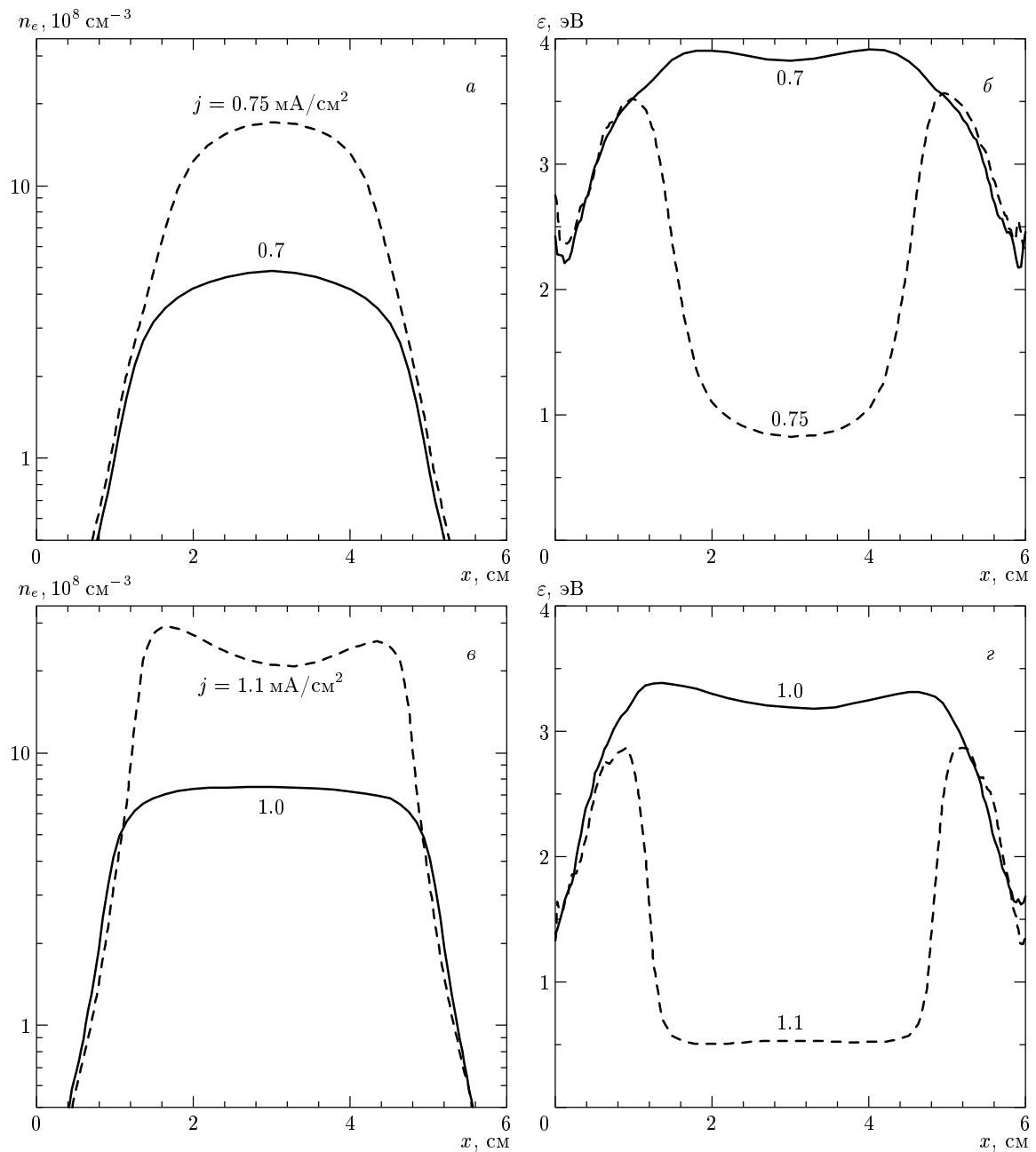


Рис. 2. Усредненные по периоду разряда распределения плотности электронов n_e и энергии электронов ϵ по разрядному промежутку для $j = 0.7, 0.75 \text{ mA/cm}^2$ при $P = 0.03 \text{ Торр}$ (а, б) и для $j = 1, 1.1 \text{ mA/cm}^2$ при $P = 0.075 \text{ Торр}$ (в, г)

распределения электронной плотности n_e и энергии электронов ϵ , усредненные по периодам разряда, показаны на рис. 2. Первая объемная (O) мода горения характеризуется низкой плотностью плазмы и большой энергией электронов (сплошные линии на рис. 2). Распределение средней энергии электронов по разрядному промежутку имеет форму пла-

то. Этот режим реализуется при более низких давлениях газа и плотностях тока. Вторая мода с активными приэлектродными слоями (АС-мода) имеет гораздо большую концентрацию плазмы (штриховые линии на рис. 2). Профиль средней энергии электронов имеет максимумы в приэлектродных слоях и глубокий минимум в центре разрядного промежут-

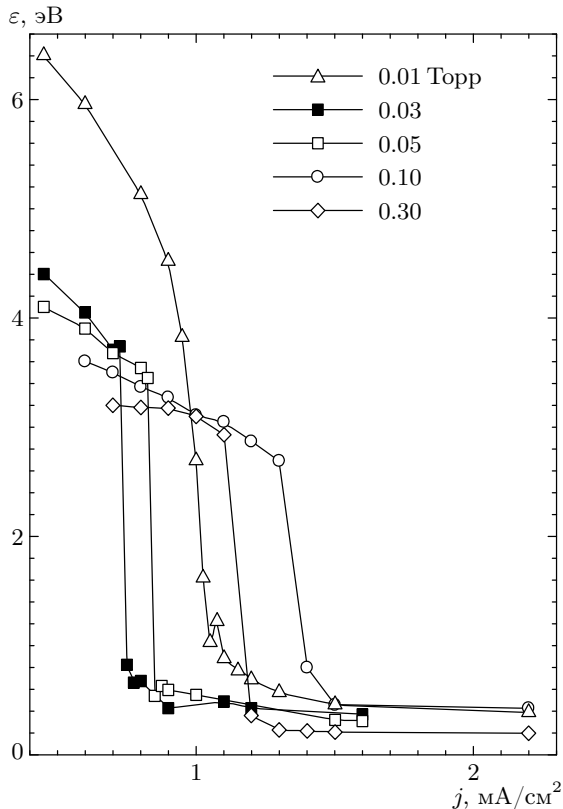


Рис. 3. Средняя энергия электронов в центре разряда в зависимости от плотности тока для различных значений давления газа

ка. Переход между режимами происходит в некоторой критической точке. В расчетах изменение плотности тока либо давления газа вызывает постепенную смену характеристик разряда вплоть до критической точки, где структура разряда резко перестраивается. На рис. 2 хорошо видно, как незначительное изменение тока на величину 0.1 мА/см^2 переключает систему из О-моды горения в АС-моду. Плотность плазмы возрастает в 4–5 раз, а средняя энергия электронов в центре разряда резко уменьшается. На рис. 3 показано изменение средней энергии электронов в центре разрядного промежутка с ростом тока разряда для нескольких значений давления газа. Уменьшение ε происходит в узком диапазоне токов, и минимальный критический ток соответствует давлению газа $P = 0.03$ Торр.

Интересно отметить, что мощность разряда уменьшается при переходе, а полная ионизация скачком возрастает.

4. РОЛЬ ВТОРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ДИНАМИКЕ РАЗРЯДА

В более ранних работах переход между различными модами объяснялся α – γ -механизмом, поэтому мы провели анализ влияния вторичных электронов на динамику разряда. В расчетах коэффициент ион-электронной эмиссии γ изменялся в диапазоне от 0 до 0.5 и начальная энергия вторичных электронов T_e полагалась равной 1 эВ. Результаты расчетов с различными значениями γ показывали пренебрежимо малое влияние вторичных электронов на характеристики разряда. Даже для исключительно большого значения $\gamma = 0.5$ критический ток j^* становится только на 25 % меньше величины j^* при $\gamma = 0$. Разряд всегда горит в α -режиме при $P = (0.01\text{--}1)$ Торр и $j = (0.45\text{--}2.2)$ мА/см². Следовательно, для емкостного высокочастотного разряда, горящего в метане, α – γ -механизм не является ответственным за переход между различными модами, как происходит в инертных газах. Основное различие в кинетике электронов в молекулярных и инертных газах заключается в том, что в метане длина релаксации электронной энергии много меньше, чем в инертных газах, из-за возбуждения колебательных уровней с очень низкими пороговыми энергиями (0.162 эВ, 0.361 эВ). Поэтому вторичные электроны с электродов не способны сформировать высокоэнергетичный пучок, как в γ -режиме в инертных газах.

5. СЦЕНАРИЙ ПЕРЕХОДА МЕЖДУ РАЗЛИЧНЫМИ МОДАМИ

С повышением тока разряда растет напряженность электрического поля в приэлектродном слое. В критической точке характерная длина пробега электрона относительно ионизации, l_{ion} , становится меньше ширины слоя l_{sh} и ионизация в слое резко возрастает. Другими словами, энергия электронов становится больше пороговой энергии ионизации внутри приэлектродного слоя, что приводит к переходу от О-моды к АС-моду. Для проверки данного утверждения в расчетах мы сдвигали сечение ионизации σ_i по энергии на величину δ . В результате критический ток возрастал при $\delta > 0$ и уменьшался при $\delta < 0$. Например, при $\delta = 0$ $j^* = 0.725 \text{ мА/см}^2$, а при искусственном уменьшении порога ионизации с $\delta = -0.5$ эВ критический ток также уменьшался до 0.7 мА/см^2 .

Функция распределения электронов по энергиям до перехода при $j = 1 \text{ мА/см}^2$ и после перехода при

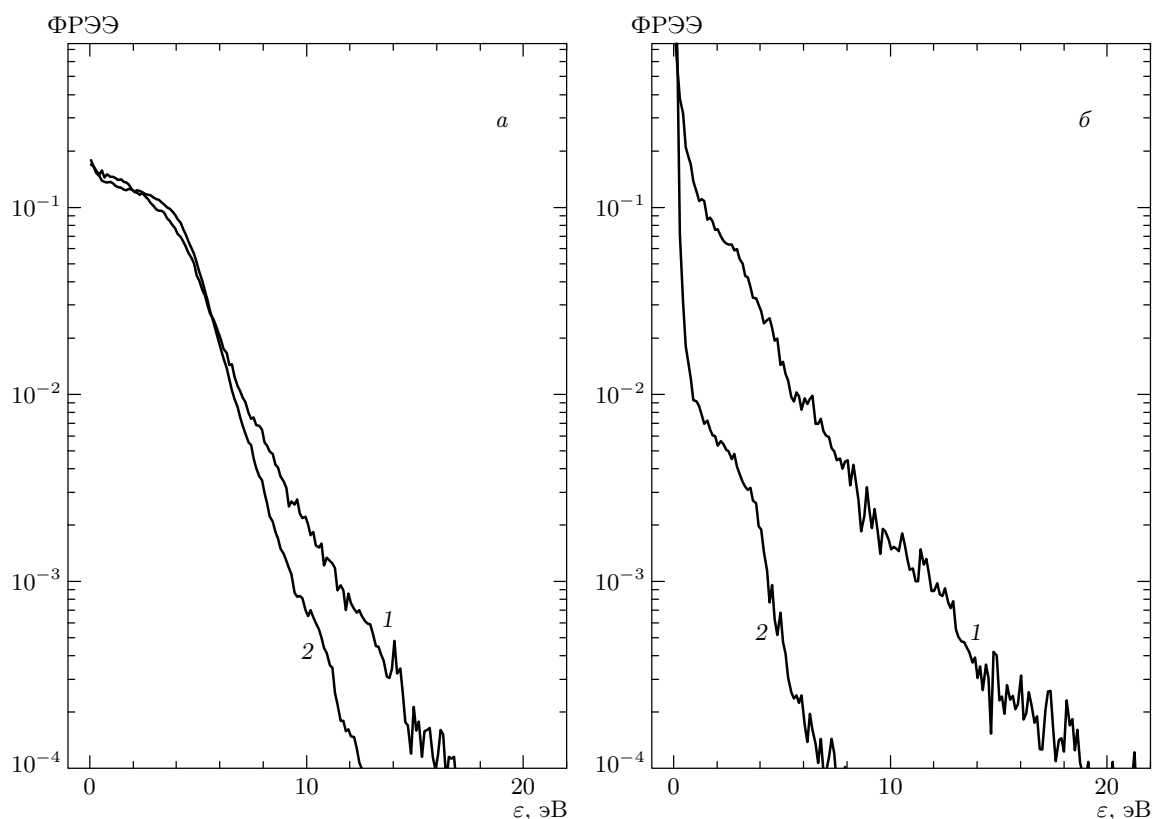


Рис. 4. Функция распределения электронов по энергиям для $P = 0.075$ Торр и $d = 6$ см: $a - j = 1.1$ мА/см², $x = 0.86$ (1), 3 (2) см, $b - j = 1$ мА/см², $x = 1.36$ (1), 3 (2) см

$j = 1.1$ мА/см² в приэлектродном слое и в центре разрядного промежутка показана на рис. 4. В объемной моде недостаток скорости ионизации в слоях компенсируется ионизацией в квазинейтральной части разряда. ФРЭЭ на рис. 4а демонстрирует малое количество электронов со способностью к ионизации в О-моду разряда как в слоях, так и в центре разряда. В отличие от объемного режима горения, принадлежащая режиму с активными слоями ФРЭЭ имеет хвост высокоэнергетичных электронов с энергией выше порога ионизации (12.6 эВ, 14.3 эВ) (рис. 4б, кривая 1). Эти горячие электроны способны обеспечить достаточную скорость ионизации в приэлектродном слое для поддержания горения разряда с заданным током. По сравнению с ситуацией в слое электроны в центре разряда низкоэнергетичны ($\epsilon < 0.5$ эВ) и играют пассивную роль (см. рис. 4б, кривая 2).

Рассмотрим процесс формирования спектра ФРЭЭ в различных модах. На рис. 5 показаны полный нагрев электронов в переменном электрическом поле разряда и диссипация их энергии

через различные неупругие процессы в О-моду (сплошные линии) и АС-моду (штриховые) для $j = 1, 1.1$ мА/см² при $P = 0.075$ Торр. Электроны в О-моду эффективно нагреваются в квазинейтральной части разряда (1, рис. 5а), тогда как в АС-моду электроны приобретают энергию только в приэлектродных слоях (2 на рис. 5а). На рис. 5б хорошо видно, что большая часть энергии электронов в О-моду идет на возбуждение колебательных степеней свободы молекул СН₄ (кривая 1). Однако сокращение зазора между электродами приводит к уменьшению относительного энерговклада в колебательные степени свободы и более эффективному перераспределению мощности разряда в пользу диссоциативных процессов. Далее отметим, что несмотря на то, что ионизация при токе $j = 1$ мА/см² меньше (сплошная линия на рис. 5в), чем при $j = 1.1$ мА/см², диссоциация метана более выражена в О-моду горения при $j = 1$ мА/см² (штриховая линия на рис. 5в). Подобное явление наблюдалось экспериментально в разряде в силане [6]. Различие в электронной кинетике заключается в

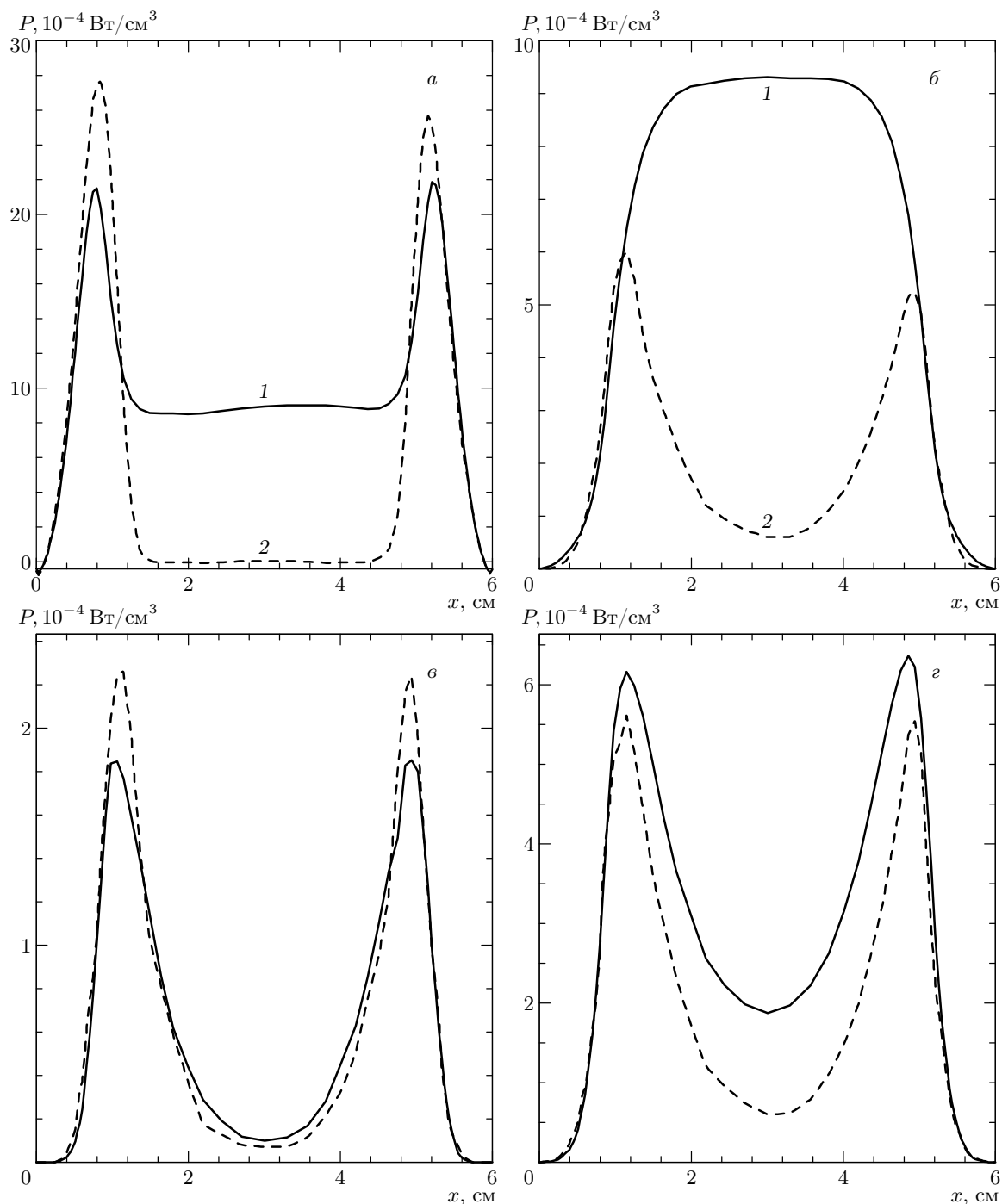


Рис. 5. Распределение усредненного по времени полного нагрева электронов (а) и энерговклад в возбуждение колебательных уровней (б), в ионизацию (в), в суммарную диссоциацию с образованием CH_3 - и CH_2 -радикалов (г) для $j = 1$ (сплошные линии), 1.1 mA/cm^2 (штриховые) при $P = 0.075$ Торр, $d = 6$ см

том, что в О-моде электроны приобретают дополнительную энергию в центральной части разряда, в то время как в АС-моде поле E в квазинейтральной части разряда мало, и средняя энергия электронов

уменьшается до десятых долей электронвольта. Здесь термализованные электроны захватываются потенциальной ямой и плотность плазмы возрастает, как и было предсказано в работе [16]. Процесс

нагрева электронов в АС-моде проиллюстрирован на рис. 6, где показаны распределения поля E и концентрации электронов в различные моменты времени в катодной части периода разряда. Хорошо видно, как с убыванием поля E к электроду приближается волна электронной плотности. Запаздывание по фазе между волной электронов и полем E обеспечивает нагрев электронов. На рис. 6б показано распределение поля E в более мелком масштабе. Электрическое поле на границе слой-плазма меняет знак и образуется потенциальная яма, аналогично области отрицательного свечения в тлеющем разряде постоянного тока.

6. ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА О- И АС-МОД

Определение критических параметров перехода между двумя режимами в высокочастотном разряде требует большого объема вычислений. Для того чтобы найти области существования объемной моды и моды с активными слоями, мы рассчитывали динамику емкостного высокочастотного разряда в метане в широком диапазоне токов и давлений газа. Результаты этих расчетов для растущей токовой ветви суммированы на фазовой диаграмме, представленной на рис. 7. Здесь показано расположение О-моды и АС-моды в зависимости от j и P для трех значений $d = 3, 4, 6$ см.

В расчетах вдоль растущей токовой ветви мы стартовали с низких токов и сначала наблюдали объемную моду горения. При повышении тока разряда в критической точке разряд переключался в моду с активными слоями. На рис. 7 область I соответствует объемной моде разряда с $d = 6$ см. Сплошная линия разделяет области О-моды и АС-моды. Интересным является факт, что критический ток существенно меняется с изменением давления газа P . С уменьшением межэлектродного расстояния объемная мода занимает все большую часть фазовой диаграммы. Для $d = 4$ см область существования объемной моды уже состоит из областей I и II. Дальнейшее уменьшение разрядного промежутка до 3 см добавляет область III. При давлении газа $P < 0.05$ Торр разряд всегда горит в объемной моде (по меньшей мере при $j < 2.2$ мА/см²). Результаты предыдущих исследований емкостного высокочастотного разряда в метане также показаны на рис. 7 и хорошо согласуются с нашей фазовой диаграммой. В работе [17] О-мода ($j = 0.2$ мА/см²) и АС-мода ($j = 2.2$ мА/см²) были найдены с помощью расчетов при $P = 0.14$ Торр и $d = 3$ см

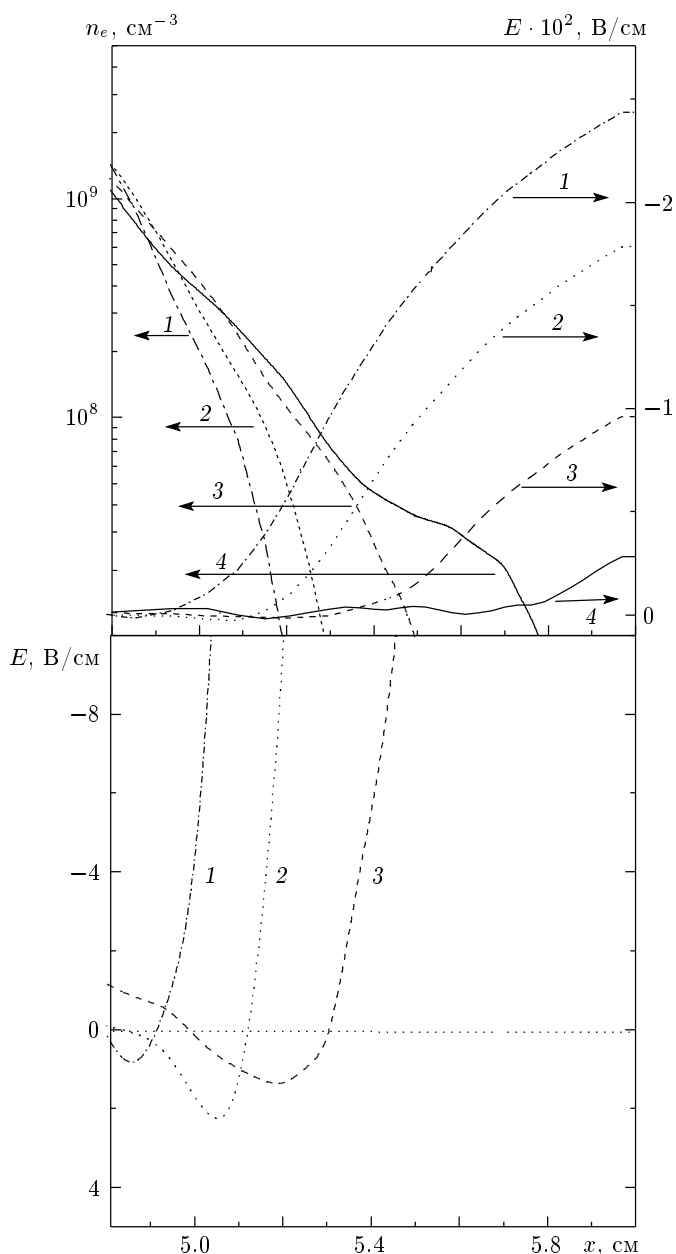


Рис. 6. Распределение поля E и n_e вблизи электрода (а) и распределение поля E в более мелком масштабе (б) при $t = 0.2T$ (1), $0.3T$ (2), $0.4T$ (3), $0.5T$ (4), где T — период разряда. $P = 0.075$ Торр, $j = 1.1$ мА/см², $d = 6$ см

(треугольники на рис. 7). Структура разряда, рассчитанная в работе [18] для $P = (0.1-0.35)$ Торр, $j = 3$ мА/см² и $d = (3.5-6.5)$ см, соответствует моде с активными слоями. Объемная мода также была найдена в работе [14] в высокочастотном разряде с напряжением 275 В при давлении газа $P = 0.2$ Торр и $d = 3.5$ см (ромб на рис. 7). В работе [19] высоко-

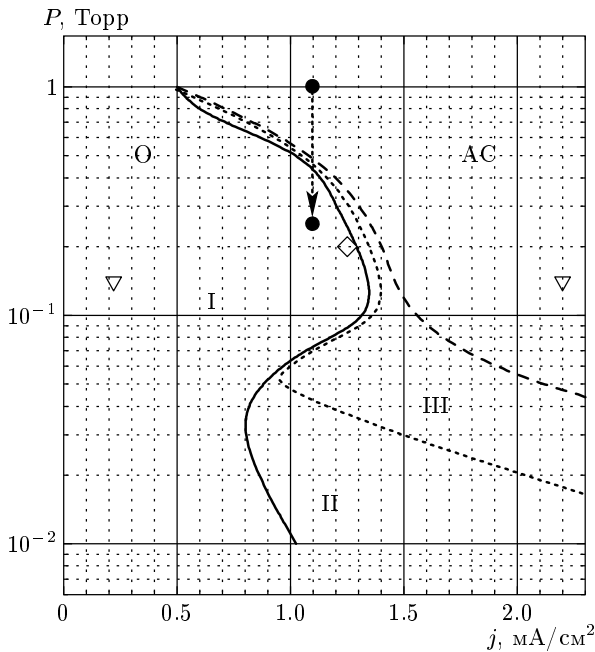


Рис. 7. Фазовая диаграмма различных режимов горения емкостного высокочастотного разряда в метане. Линии, разделяющие О- и АС-моды: $d = 6$ см (сплошная), 4 см (пунктирная), 3 см (штриховая). Результаты из работ [15] (∇), [12] (\diamond), [16] (\bullet)

частотный разряд, горящий в метане, моделировался с использованием двумерной гидродинамической модели. Авторы наблюдали вызванный уменьшением давления газа переход от режима с повышенной ионизацией на краях электродов (corner dominated regime) к объемной моде при напряжении на разряде $U = 100$ В. Вследствие перехода плотность плазмы уменьшалась и энергия электронов возрастала по всему разрядному промежутку. Переход, найденный в работе [19], прекрасно согласуется с нашей фазовой диаграммой (кружки на рис. 7). Необходимо отметить, что при более низких значениях давления газа $P = 0.25$ Торр гидродинамическая модель [19] дает сглаженное достаточно большое значение температуры электронов вместо глубокого минимума в центре разряда, полученного в наших кинетических расчетах.

7. ЯВЛЕНИЕ ГИСТЕРЕЗИСА

Результаты, представленные выше, были получены для растущей токовой ветви, когда к заданному току приближались «снизу». Попытка подойти к тому же значению тока «сверху» при уменьшении j

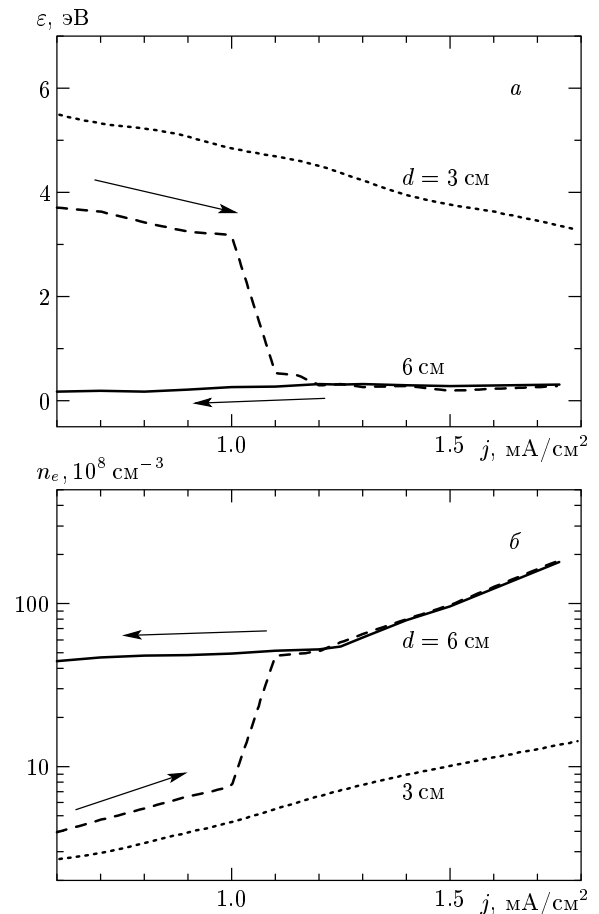


Рис. 8. Зависимость величин n_e (а) и ε (б) в центре разряда от тока для $P = 0.075$ Торр; $d = 6$ см — растущая (штриховые линии) и падающая (сплошные линии) токовые ветви, $d = 3$ см — пунктирная линия

привела к неожиданному результату. Мы получили новое устойчивое решение. На рис. 8 величины n_e и ε в центре разряда показаны для растущей и падающей токовых ветвей. Для $d = 6$ см и $P = 0.075$ Торр вдоль растущей ветви при низких значениях тока мы наблюдаем О-моду вплоть до $j^* = 1$ mA/cm^2 . После перехода к моде с активными слоями ε уменьшается и n_e значительно вырастает. При движении в обратном направлении вдоль падающей токовой ветви разряд горит сначала в АС-моду, и с понижением j эта мода выживает вплоть до очень малых j . В эксперименте подобный гистерезис наблюдался в разряде в силане [6]. Для $d = 3$ см изменение параметров происходит без гистерезиса, так как согласно нашей фазовой диаграмме, при $P = 0.03$ Торр разряд всегда горит в О-моду.

Для того чтобы понять явление гистерезиса, мы

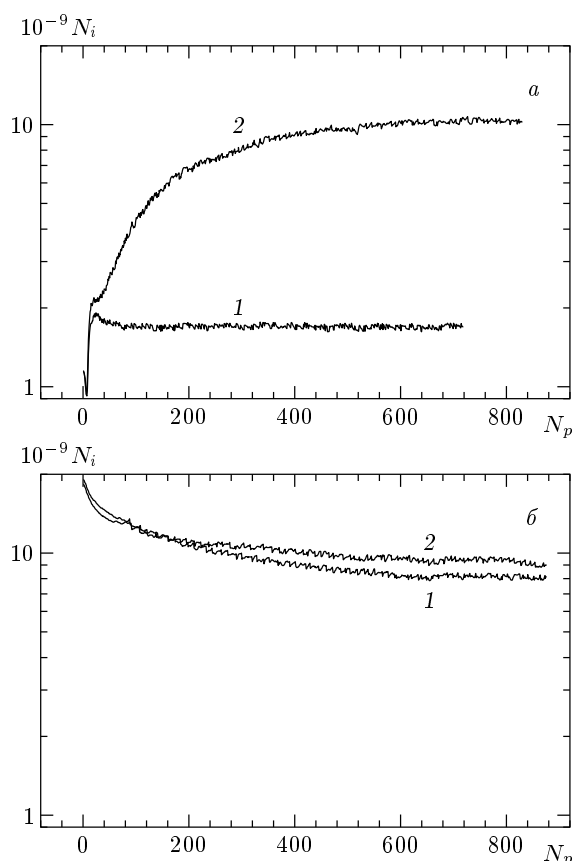


Рис. 9. Полная ионизация N_i в зависимости от числа периодов разряда при достижении заданного тока $j = 0.7$ (1), 0.75 (2) mA/cm^2 «снизу» (а) и «сверху» (б) при $P = 0.03$ Торр и $d = 6$ см

рассчитали динамику ионизации в разряде вдоль растущей и падающей токовых ветвей. На рис. 9 показана зависимость полной ионизации от числа периодов разряда для $j = 0.7$ mA/cm^2 и 0.75 mA/cm^2 , полученная при движении по току «снизу» (а) и «сверху» (б). На рис. 9а видно, что после перехода от $j = 0.7$ mA/cm^2 к $j = 0.75$ mA/cm^2 N_i возрастает примерно в 5 раз. Очевидно, что переход инициируется быстрым ростом ионизации в приэлектродных слоях, так как для поддержания АС-моды, в отличие от О-моды, требуется гораздо более высокий уровень ионизации. При движении по токовой ветви «сверху» изменение тока от 0.75 до 0.7 mA/cm^2 мало меняет полную ионизацию N_i (рис. 9б).

Присутствие гистерезиса объясняется существованием двух устойчивых решений (двух различных мод) в некотором диапазоне токов. Выбор определенной моды горения задается предысторией системы. Когда переход происходит из О-моды к АС-моды

вдоль растущей токовой ветви, плотность электронов n_e^{VD} в О-моды сравнительно мала. Поэтому электрическое поле в приэлектродном слое, E_{sh} , должно быть достаточно большим, чтобы обеспечить энергию, большую порога ионизации для большей части электронов. Если j меняется вдоль падающей токовой ветви, то в АС-моды концентрация электронов $n_e^{AS} \gg n_e^{VD}$. В этом случае высокий уровень ионизации, необходимый для АС-моды, может поддерживаться при более низком поле E_{sh} . Таким образом, переход от АС-моды к О-моды имеет место при меньшей величине j^* , чем переход от О-моды к АС-моды. Такое поведение (гистерезис) не является свойством разряда в метане. Это общее свойство высокочастотных разрядов, горящих в двух различных модах.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отметим, что были проведены систематические исследования двух режимов горения емкостного высокочастотного разряда в метане с использованием численного моделирования комбинированным методом РИС-МСС. Построена фазовая диаграмма, которая представляет области существования О-моды и АС-моды для $j = (0.45\text{--}2.2)$ mA/cm^2 и $P = (0.01\text{--}1)$ Торр. Критические значения для переходов рассчитаны в широком диапазоне токов и давлений газа. Показано, что переход между двумя модами не связан с вторичными электронами, как в разряде в инертных газах. Мы изучили также гистерезис в поведении разряда. Повышая ток до заданного значения или понижая ток до того же значения, мы получили различные режимы горения разряда.

Автор благодарен А. С. Смирнову и А. Л. Александрову за полезные обсуждения проблемы, а также Т. В. Рахимовой за предоставленные сечения по метану.

Работа поддержана программой НАТО «Наука для мира» (грант № 974354) и РФФИ (грант № 04-02-16783).

ЛИТЕРАТУРА

1. С. М. Левитский, ЖТФ **2**, 887 (1957).
2. V. A. Godyak, R. B. Piejak, and B. M. Alexandrovich, Phys. Rev. Lett. **68**, 40 (1992).
3. G. J. Parker, W. N. G. Hitchon, and J. E. Lawler, Phys. Fluids B **5**, 646 (1993).

4. Ph. Belenguer and J. P. Boeuf, *Phys. Rev. A* **41**, 4447 (1990).
5. V. A. Godyak and R. B. Piejak, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 996 (1990).
6. C. Bohm and J. Perrin, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **24**, 865 (1991).
7. J. L. Andujar, E. Bertran, A. Canillas et al., *J. Vac. Sci. Technol. A* **9**, 2216 (1991).
8. J. P. Boeuf and Ph. Belenguer, *J. Appl. Phys.* **71**, 4751 (1992).
9. I. V. Schweigert and V. A. Schweigert, *Plasma Sources Sci. Technol.* **13**, 315 (2004).
10. В. А. Швейгерт, И. В. Швейгерт, *ПМТФ* **29**(4), 16 (1988).
11. T. J. Sommerer and M. J. Kushner, *J. Appl. Phys.* **71**, 1654 (1992).
12. C. K. Birdsall and A. B. Langdon, *Plasma Physics Via Computer Simulation*, McGraw-Hill, New York (1985).
13. E. Gogolides, D. Mary, A. Rhallabi, and F. Turban, *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, 261 (1995).
14. K. Nagayama, B. Farouk, and Y. H. Lee, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26**, 125 (1998).
15. W. M. Manheimer, M. Lampe, and G. Joyce, *J. Comp. Phys.* **138**, 563 (1997).
16. S. V. Berezhnoi, I. D. Kaganovich, and L. D. Tsendin, *Plasma Phys. Rep.* **24**, 556 (1998).
17. V. Ivanov, O. Proshina, T. Rakhimova et al., *J. Appl. Phys.* **91**, 6296 (2002).
18. K. Bera, B. Farouk, and Y. H. Lee, *Plasma Sources Sci. Technol.* **10**, 211 (2001).
19. K. Bera, B. Farouk, and Y. H. Lee, *Plasma Source Sci. Technol.* **8**, 412 (1999).