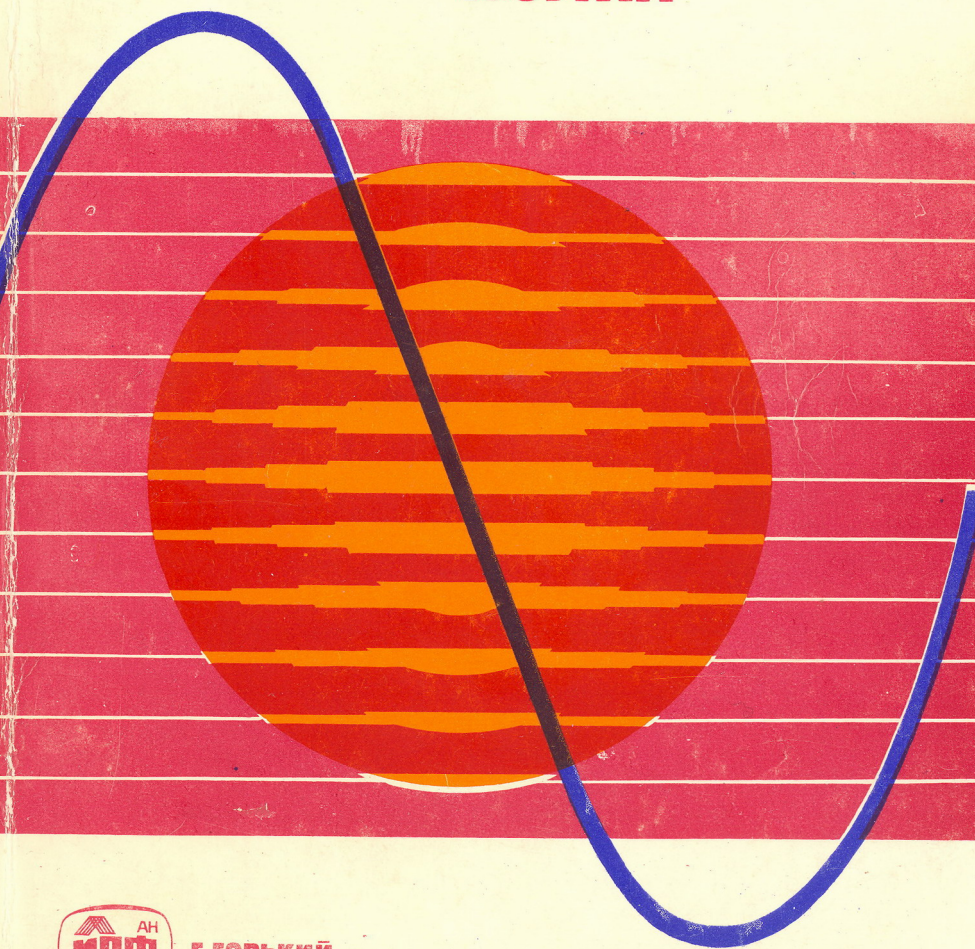


ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ РАЗРЯД В ВОЛНОВЫХ ПОЛЯХ



Г. ГОРЬКИЙ

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

**ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ
РАЗРЯД
В ВОЛНОВЫХ
ПОЛЯХ**

Сборник научных трудов

Горький — 1988

УДК 533.9:537.5

Высокочастотный разряд в волновых полях /ИПФ АН СССР. Горький, 1988. с.

Сборник посвящен изложению современного состояния исследований высокочастотного разряда в полях электромагнитных волн — одного из актуальных и быстро развивающихся направлений физики низкотемпературной плазмы, содержит обзорные статьи по проблемам кинетики и электродинамики высокочастотного разряда, механизмам инициирования и распространения газового разряда в полях электромагнитных волн, физике газового разряда в сильных высокочастотных полях (в которых энергия высокочастотных осцилляций электронов заметно превышает потенциал ионизации газа). Основное внимание уделено различным видам СВЧ-разрядов, ряд статей посвящен также рассмотрению разрядных явлений в световых пучках. Наряду с физическими аспектами проблемы рассматриваются возможные применения высокочастотных разрядов.

Книга предназначена для специалистов, работающих в областях физики плазмы, радиофизики, физической электроники, а также для широкого круга физиков из смежных областей, связанных с проблемами физики низкотемпературной плазмы и взаимодействия электромагнитных волн с плазмой.

Рецензенты

доктор физико-математических наук **А.Н. СТАРОСТИН,**

доктор физико-математических наук **Г.М. БАТАНОВ**

**Ответственный редактор
и составитель**

А.Г. ЛИТВАК

Редколлегия

В.Е. СЕМЕНОВ (зам. отв. редактора), **И.А. КОССЫЙ,**

В.Б. ГИЛЬДЕНБУРГ, В.А. МИРОНОВ,

Н.А. ГОРОДЕЦКАЯ (отв. секретарь)

СОДЕРЖАНИЕ

От редактора	5
<i>Н.А.Дятко, И.В.Кочетов, А.И.Напартович.</i> Кинетика электронов в СВЧ-разряде	9
<i>А.Л.Вихарев, В.Б.Гильденбург, А.В.Ким, А.Г.Литвак, В.Е.Семенов.</i> Электродинамика неравновесного высокочастотного разряда в волновых полях	41
<i>С.В.Голубев, С.И.Грицинин, В.Г.Зорин, И.А.Косский, В.Е.Семенов.</i> СВЧ-разряд высокого давления в пучках электромагнитных волн	136
<i>Л.Г.Глазов, А.В.Игнатъев, А.А.Рухадзе.</i> Функция распределения электронов и устойчивость плазмы при пробое газов в поле сверхсильной СВЧ-волны	198
<i>А.Л.Вихарев, О.А.Иванов, А.Н.Степанов.</i> Наносекундный СВЧ-разряд в газе	212
<i>В.И.Фишер.</i> Конкуренция режимов распространения сверхзвукового разряда по лазерному лучу	230
<i>Ю.П.Райзер, С.Т.Суржиков.</i> Непрерывная генерация плазмы высокого давления излучением CO ₂ -лазера	252
<i>Ю.В.Быков, А.Г.Еремеев.</i> Возможности технологического использования мощного электромагнитного излучения миллиметрового диапазона длин волн	265

CONTENTS

Preface by the Editor.	5
<i>N.A.Dyatko, I.V.Kochetov, A.P.Napartovich.</i> Kinetics of electrons in a microwave discharge.	9
<i>A.L.Vikharev, V.B.Gil'denburg, A.V.Kim, A.G.Litvak, V.E.Semyonov.</i> Electrodynamics of nonequilibrium HF-discharge in wave fields	41
<i>S.V.Golubev, S.I.Gritsnin, V.G.Zorin, I.A.Kossyi, V.E.Semyonov.</i> A high-pressure microwave discharge in the beams of electromagnetic waves.	136
<i>L.G.Glazov, A.V.Ignat'ev, A.A.Rukhadze.</i> The electron distribution function and plasma stability at the gas breakdown in the field of a superstrong microwave wave	198
<i>A.I.Vikharev, O.A.Ivanov, A.N.Stepanov.</i> A nanosecond microwave discharge in gas	212
<i>V.I.Fischer.</i> Competition of the regimes of the supersonic discharge propagation along the laser beam	230
<i>Yu.P.Raizer, S.T.Surzhikov.</i> Continuous generation of high-pressure plasma by a CO ₂ -laser radiation	252
<i>Yu.V.Bykov, A.G.Eremeev.</i> The possibilities of the technological use of a powerful electromagnetic radiation of the millimeter wavelength range	265

ОТ РЕДАКТОРА

В последние годы, наряду с возрождением активного интереса к традиционным видам газового разряда, возникла новая область исследований, связанная с изучением высокочастотного разряда в полях электромагнитных волн. Речь идет о свободно локализованной плазме, которая может создаваться и поддерживаться вдали от электродов и ограничивающих стенок разрядной камеры с помощью пучков мощного электромагнитного излучения оптического или СВЧ-диапазонов. Развитие исследований свободно локализованной газоразрядной плазмы обусловлено прогрессом мощной электроники*, а интерес к ним диктуется не только некоторыми очевидными практическими преимуществами подобной плазмы по сравнению с плазмой обычного тлеющего разряда, широко применяющегося в плазмохимии и газовых лазерах, но и с обсуждающимися в литературе специфическими приложениями (от предыонизации плазмы в магнитных ловушках и электронно-циклотронных источников многозарядных ионов до создания искусственного ионизированного слоя в атмосфере Земли).

Несколько слов об истории исследований в обсуждаемой области. Общеизвестным и наиболее ярким примером свободно локализованного разряда в полях электромагнитных волн является лазерная искра. В последние годы аналогичные явления детально исследовались в пучках волн сантиметрового и миллиметрового диапазонов. Однако любопытно, что впервые идеи об ионизации газа полем электромагнитной волны были высказаны еще Бейли (1937 г.) в применении к проблеме распространения сильных радиоволн в ионосфере (Bailey V.A. *Nature*. 1937. V.139. P.838).

И в эксперименте создание плазмы в пучке электромагнитных волн было впервые реализовано еще до создания лазера с использованием источников СВЧ-излучения. Речь идет об экспериментах (Hamilton C.W. // *Nature*. 1960. V.188. P.1098; Allison S., Cullen A.L., Zavody A. // *Nature*. 1962. V.193. P.156), в которых излучение генератора с длиной волны 3 см фокусировалось с помощью металлического зеркала либо диэлектрической линзы и разряд зажи-

* Более того, зажигание разряда в сфокусированном пучке излучения часто используется в электронике как способ индикации полученной мощности.

гался в газонаполненной колбе, помещавшейся в фокусе СВЧ-пучка. В этих же экспериментах (см.: Allison S. e.a.) была зарегистрирована одна из основных неустойчивостей СВЧ-разряда, заключающаяся в возникновении нитей, вытянутых вдоль электрического поля волны (ионизационно-перегревная неустойчивость).

Необходимо отметить также интересные научно-фантастические идеи Г.И.Бабата, одного из первых исследователей индукционного ВЧ-разряда, высказанные им в 1957 году в интервью научно-популярному журналу "Техника молодежи" (1957. №9. С.17). В этом интервью он предложил зажигать разряд в атмосфере в области пересечения сфокусированных пучков электромагнитных волн СВЧ-диапазона с целью использования этого разряда для освещения городов. К обсуждению возможностей создания областей искусственной ионизации в атмосфере Земли с помощью пучков радиоволн физики вернулись независимо только через два десятилетия (см.: Гуревич А.В. // Геомагнетизм и аэрономия. 1979. Т.19. С.633; Гуревич А.В. // УФН. 1980. Т.132. С.685; Гильденбург В.Б., Литвак А.Г. // Влияние мощного радиоизлучения на ионосферу / ПГИ АН СССР. Апатиты, 1979. С.65).

В середине 60-х годов интерес переместился к изучению лазерной искры, впервые наблюдавшейся в работе P.D.Maker, R.W.Terhune, C.M.Savage (Quantum Electronics. V.3/Ed. P.Grivet, N.Bloembergen N.Y., Columbia Univ. Press, 1964) и открывшей возможности создания плотной высокотемпературной плазмы. Термоядерную направленность имели также эксперименты П.Л.Капицы (ЖЭТФ. 1969. Т.57. С.1801), в которых исследовался новый объект - свободно локализованный плазменный шнур в газе высокого давления в резонаторе.

Исследования по радиации в СВЧ-пучках начали активно развиваться только в 70-е годы в связи с появлением в практике плазменного эксперимента мощных СВЧ-генераторов, главным образом в связи с созданием гиротронов. Следует также упомянуть так называемые волноводные разряды и разряды в поверхностных волнах (серфотроны), нашедшие разнообразные применения в плазмохимии (см., например: Русанов В.Д., Фридман А.А. Физика химически активной плазмы. М.: Наука, 1984; Chaker M., Moisa M., Zakvzenski Z. // Plasma Chemistry and Plasma Processing. 1985. V.5. N4).

Несмотря на значительное различие количественных характеристик СВЧ и оптических разрядов, определяющее, в частно-

сти, специфику микропроцессов в таких разрядах, они обладают рядом принципиальных физических особенностей, не зависящих от диапазона частот. В первую очередь к их числу относится определяющая роль в формировании структуры и динамике волновых разрядов нелинейных электродинамических процессов, являющихся ионизационными аналогами известных процессов бесстолкновительной плазмы. Ионизационная нелинейность имеет, как правило, пороговый характер: в электрических полях, амплитуда которых меньше некоторой пороговой, называемой обычно пробойной, газ остается неионизованным, но уже при небольшом превышении порога образуется достаточно плотная плазма, существенно влияющая на распределение поля в пространстве. Неспецифическим является также ряд механизмов распространения инициированных разрядов, зажигаемых в допробойных волновых полях с помощью внешних инициаторов. Именно наличие таких общих закономерностей делает целесообразной попытку "внедиапазонного" рассмотрения свободно локализованного высокочастотного разряда в полях электромагнитных волн, предпринятую в данном сборнике, подготовленном по материалам всесоюзного совещания с одноименным названием (Горький, июнь 1987 г.).

Содержание сборника составляют обзорные и проблемные статьи, написанные по предложению редколлегии ведущими специалистами в области высокочастотного разряда. Мы стремились обеспечить представительство наиболее активно работающих в этой области групп с целью выработки общей точки зрения и более полного освещения современного состояния проблемы. Не останавливаясь на перечислении статей сборника, отметим только, что, наряду с рассмотрением общих вопросов кинетики и электродинамики высокочастотного разряда в волновых полях, в значительной части статей обсуждаются специфические особенности разрядов в конкретных частотных диапазонах. При этом основное внимание уделено различным видам СВЧ-разрядов, так как физике газового разряда в световых пучках уже посвящено множество обзорных статей и даже монографии (см., например: Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974). Заключает сборник статья, в которой рассматриваются возможности технологического применения пучков интенсивного излучения миллиметрового диапазона для обработки материалов в доразрядных условиях. Этот вопрос последнее время привлекает большой интерес исследователей.

Мы надеемся, что предлагаемый сборник окажется полезным для специалистов в области физики плазмы, радиофизики, физической электроники, распространения радиоволн, а также для широкого круга физиков из смежных областей, связанных с проблемами физики низкотемпературной плазмы и взаимодействия электромагнитных волн с плазмой.

А. Г. Литвак

КИНЕТИКА ЭЛЕКТРОНОВ В СВЧ-РАЗРЯДЕ

Н. А. Дятко, И. В. Кочетов, А. П. Напартович

Для моделирования физических явлений, происходящих в газовых лазерах, плазмохимических реакторах, при электрическом или оптическом пробое газовой среды и во многих других приложениях необходимо находить функцию распределения электронов (ФРЭ) по скоростям (энергии). В настоящей статье основное внимание уделяется исследованию ФРЭ в низкотемпературной плазме, поддерживаемой переменным электрическим полем $E = E_0 \sin(\omega t)$. В зависимости от величины ω это может быть ВЧ- или СВЧ-поле или излучение оптического диапазона. Будем рассматривать случай, когда амплитуда поля не зависит от времени и координат. Кроме того, предположим, что концентрация электронов также постоянна во времени и пространстве. Влияние нестационарности и неоднородности концентрации электронов на ФРЭ будет рассмотрено отдельно.

ФРЭ в электрическом поле в газе описывается кинетическим уравнением Больцмана. В настоящее время широкое распространение получил способ решения этого уравнения, при котором ФРЭ раскладывается в ряд по сферическим гармоникам (полиномам Лежандра). Обычно ограничиваются двумя первыми членами разложения (так называемое "двучленное приближение"). При сделанных выше предположениях уравнение Больцмана в двучленном приближении имеет вид [1]

$$\frac{df_0}{dt} + \frac{eE}{3m\bar{v}^2} \frac{d}{dv} (v^2 f_1) + S_0 = 0, \quad (1)$$

$$\frac{df_1}{dt} + \frac{eE}{m} \frac{df_0}{dv} + S_1 = 0. \quad (2)$$

Здесь e, m, v - заряд, масса, скорость электрона; S_m - тран-

спортная частота столкновений электронов с атомами или молекулами; f_0 и f_1 соответствуют нулевому и первому членам разложения ФРЭ. Столкновительный член описывает потерю энергии электрона при упругих и неупругих соударениях. Сферически симметричная часть ФРЭ (в дальнейшем под ФРЭ будем иметь в виду именно f_0) нормируется на концентрацию электронов:

$$4\pi \int_0^{\infty} v^2 f_0 dv = n. \quad (3)$$

Порядок величины $S_0 \sim \bar{v}_u f_0$, а $S_1 \sim \bar{v}_m f_1$, где \bar{v}_u - эффективная частота релаксации энергии электронов, а \bar{v}_m - эффективная частота релаксации импульса. Как правило, для реальных газов выполняется условие $\bar{v}_m \gg \bar{v}_u$. В зависимости от соотношения величин \bar{v}_m, \bar{v}_u и ω из системы (1) - (2) получаются различные приближенные уравнения для определения f_0 . Прежде чем перейти к описанию этих приближений, рассмотрим вопрос об определении величин \bar{v}_m и \bar{v}_u для реальных газов. Для случая постоянного электрического поля \bar{v}_u определяется из уравнения для средней энергии электронов \bar{u} , для которой она и введена в [1]:

$$\frac{d\bar{u}}{dt} = eEv_e - \bar{v}_u \bar{u}. \quad (4)$$

При $d\bar{u}/dt = 0$ получаем $\bar{v}_u = eE/v_e$, v_e - скорость дрейфа электронов.

Аналогично из уравнения для скорости дрейфа определяется v_m

$$\frac{dv_e}{dt} = \frac{eE}{m} - \bar{v}_m v_e, \quad (5)$$

откуда $\bar{v}_m = eE/mv_e$.

Таким образом, зная v_e и \bar{u} , рассчитанные или экспериментальные (для экспериментальных данных в качестве \bar{u} следует взять величину $3/2 D/\mu$, где D - коэффициент диффузии, а μ - подвижность электронов [2]), можно оценить \bar{v}_m и \bar{v}_u . Следует только помнить, что определенные таким образом частоты характеризуют ядро функции распределения. В табл. 1 представлены рассчитанные для разных значений E/N (N - число атомов и молекул в единице объема) величины \bar{v}_u и \bar{v}_m для некоторых газов. Расчеты проводились по данным, представленным в работах [2 - 4]. Как следует из таблицы, для гелия и воздуха величина \bar{v}_m слабо зависит от значения E/N .

Таблица 1

He	E/N, 10^{-16} В·см ²			
	0,3	1	3	10
γ_m / N	$3,6 \cdot 10^{-8}$	$8,0 \cdot 10^{-8}$	$7,5 \cdot 10^{-8}$	$8,0 \cdot 10^{-8}$
γ_u / N	$1,4 \cdot 10^{-11}$	$3,4 \cdot 10^{-11}$	$2,5 \cdot 10^{-10}$	$1,7 \cdot 10^{-9}$

Ar	E/N, 10^{-16} В·см ²			
	0,02	0,1	0,2	0,3
γ_m / N	$1,7 \cdot 10^{-8}$	$5,8 \cdot 10^{-8}$	$1,0 \cdot 10^{-7}$	$1,3 \cdot 10^{-7}$
γ_u / N	$1,3 \cdot 10^{-13}$	$5,0 \cdot 10^{-13}$	$8,0 \cdot 10^{-13}$	$1,1 \cdot 10^{-12}$

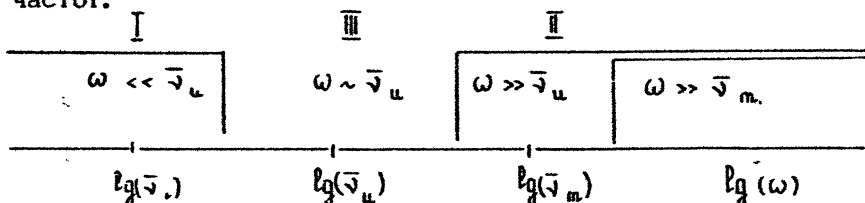
Xe	E/N, 10^{-16} В·см ²			
	0,02	0,04	0,1	0,3
γ_m / N	$3,5 \cdot 10^{-8}$	$5,8 \cdot 10^{-8}$	$1,3 \cdot 10^{-7}$	$1,4 \cdot 10^{-7}$
γ_u / N	$9,5 \cdot 10^{-14}$	$1,4 \cdot 10^{-13}$	$2,4 \cdot 10^{-12}$	$5,7 \cdot 10^{-12}$

N ₂	E/N, 10^{-16} В·см ²			
	2	4	10	20
γ_m / N	$1,2 \cdot 10^{-7}$	$1,4 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-7}$
γ_u / N	$3,3 \cdot 10^{-10}$	$9,8 \cdot 10^{-10}$	$3,3 \cdot 10^{-9}$	$7,6 \cdot 10^{-9}$

Примечание. Здесь γ_m / N и γ_u / N измеряются в кубических сантиметрах на секунду в минус первой степени.

В случае переменного электрического поля для оценки $\bar{\nu}$ и $\bar{\nu}_u$ можно воспользоваться данными для постоянного поля, взяв в качестве E либо амплитудное значение напряженности электрического поля E_0 , либо среднеквадратичное $E_0/\sqrt{2}$, либо (в случае $\omega \gg \bar{\nu}_m$) E_e (определение величины E_e будет дано ниже).

Анализ различных предельных случаев будем проводить согласно представленной схеме на логарифмической шкале частот:



Здесь $\bar{\nu}_i$ — частота ионизации частиц газа соответственно. При исследовании характеристик плазмы ВЧ- и СВЧ-разрядов, как правило, гибель заряженных частиц незначительна за период, поэтому можно вводить скорость $\bar{\nu}_i$, усредненную по периоду изменения поля. Для определенности будем говорить о частоте ионизации $\bar{\nu}_i$, которая является важнейшей характеристикой плазмы.

I. $\omega \ll \bar{\nu}_u$. В этом случае $f_0(v, t)$, а следовательно и $\nu_i(t)$, квазистационарно отслеживают изменения поля ($df_0/dt=0$):

$$\frac{e^2 E^2}{3m^2 v^2} \frac{d}{dv} \left(\frac{v^2}{\nu_m} \frac{df_0}{dv} \right) - S_0 = 0,$$

$$f_1 = - \frac{eE}{m\nu_m} \frac{df_0}{dv}.$$

Среднее значение $\bar{\nu}_i$ можно найти по известной зависимости $\nu_i(E/N)$, которая определяется из стационарного уравнения Больцмана. Так как $\nu_i(E/N)$ является резкой функцией от E/N , то основной вклад в $\bar{\nu}_i$ будут давать значения ν_i в области максимальных полей $E/N = E_0/N$.

II. $\bar{\nu}_u \ll \omega$. При выполнении этого соотношения функция распределения f_0 почти "не чувствует" изменений поля во времени. Для нахождения ФРЭ в этом диапазоне частот функции f_0 и f_1 разлагаются в ряд Фурье по временным гармоникам [5]. Физический интерес представляет нулевая гармоника f_0 (оставим для нее обозначение f_0) и первая гармоника f_1 (оставим то же обозначение), которая определяет ВЧ-проводимость плазмы.

Согласно [5] уравнения для f_0 и f_1 имеют вид

$$\frac{e^2 E_0^2}{6 m^2 v^2} \frac{d}{dv} \left(\frac{v m}{\omega_2 + v_m^2} v^2 \frac{df_0}{dv} \right) - S_0 = 0, \quad (6)$$

$$f_1 = - \frac{e E}{m(v_m + i\omega)} \frac{df_0}{dv}. \quad (7)$$

Проанализируем уравнения (6) - (7).

1) При выполнении условия $\bar{v}_u \ll \omega \ll \bar{v}_m$ величиной ω в уравнениях (6) - (7) можно пренебречь. При этом уравнение (6) будет соответствовать уравнению для ФРЭ в постоянном поле $E/N = E_0/\sqrt{2}N$. Следовательно, $\bar{v}_i = \bar{v}_i(E_0/\sqrt{2}N)$.

2) В другом предельном случае, $\omega \gg \bar{v}_m$, f_0 зависит от параметра E_0/ω , аналогичного параметру E/N для постоянного поля. (Заметим, что величина ω ограничена сверху условием $\hbar\omega \ll \bar{u}$. В противном случае, $\hbar\omega \geq \bar{u}$, система (1) - (2) несправедлива, и для нахождения ФРЭ необходимо решать квантовое кинетическое уравнение [6]).

3) В промежуточном случае $\omega \sim \bar{v}_m$ ФРЭ определяется не одним параметром, а двумя, которые можно произвольным образом выбрать из набора E_0/ω , E_0/N , ω/N . В литературе обычно используются E_0/N и ω/N . Соответственно $\bar{v}_i = \bar{v}_i(E_0/N, \omega/N)$.

Между предельными случаями 1 и 2 имеется существенное различие, связанное с различным характером набора энергии электроном в постоянном и переменном полях. Уравнение (6) можно интерпретировать как уравнение диффузии в пространстве энергий (скоростей). Коэффициент диффузии, который определяет эффективность отбора энергии электроном от поля, определяется

$$D_v \sim \frac{E_0^2 v_m}{v_m^2 + \omega^2},$$

Соответственно

$$D_v \sim \begin{cases} v_m^{-1}(v), & \omega \ll v_m, \\ v_m(v), & \omega \gg v_m, \end{cases} \quad (8)$$

Например, если в интеграл столкновений основной вклад вносят упругие соударения, т.е.

$$S_0 = -\frac{1}{v^2} \frac{2m}{M} \frac{d}{dv} (v^3 v_m f_0), \quad (9)$$

где M - масса атома, то в случае $\omega \gg \bar{v}_m$ функция распреде-

ления будет максвелловской, независимо от поведения $\nu_m(\nu)$. Это легко показать, решив уравнение (6) с интегралом столкновений в виде (9). В случае же постоянного поля,

$$f_0 \sim \exp \left[-A \int_0^{\nu} \nu \nu_m^2(\nu) d\nu \right],$$

ФРЭ будет максвелловской только при условии $\nu_m(\nu) = \text{const}$.

При наличии неупругих соударений различие между ФРЭ в постоянном (случай 1) и СВЧ-поле (случай 2), обусловленное различным видом D_{ν} , тоже имеет место. Как показано в [7] одинаковые ФРЭ в области высоких энергий будут только в случае $\nu_m = \text{const}$. При всех других зависимостях $\nu_m(\nu)$ они различны, причем характер различия определяется поведением $\nu_m(\nu)$. Если $\nu_m(\nu)$ растет при увеличении ν , то ФРЭ в случае 2 обогащена быстрыми электронами по сравнению со случаем 1. Если же $\nu_m(\nu)$ убывает, то быстрыми электронами будет обогащена ФРЭ в случае 1. Эти выводы согласуются с экспериментальными данными, изложенными в [8-9], а именно в СВЧ-плазме при $\omega \gg \nu_m$ в N_2 и CO_2 ($\nu_m \sim \nu$ при $\nu \geq 5$ эВ) ФРЭ обогащена быстрыми электронами по сравнению с плазмой в постоянном поле.

Если $\nu_m(\nu)$ является резкой функцией ν , как это имеет место, например, в случае Хе, то при одних значениях ν может выполняться неравенство $\omega \gg \nu_m$, а при других – противоположное. Это приводит к тому (вследствие (8)), что функция распределения может иметь перегиб в области энергий где $\nu_m(\nu) \sim \omega$ [10]. При изменении давления (т.е. параметра ω/N) точка перегиба сдвигается по оси энергий (рис.1)

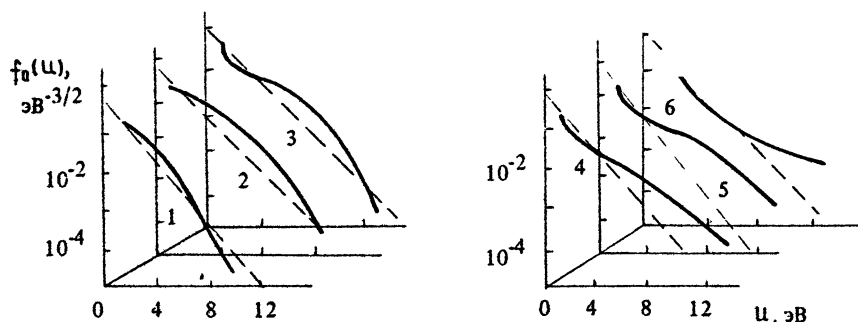
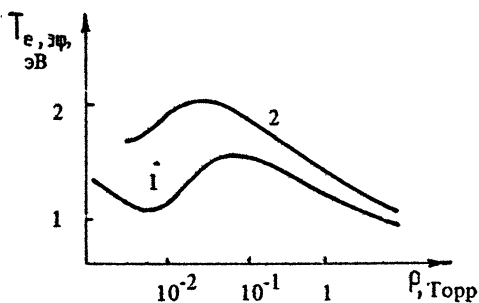


Рис. 1. [9] Измеренные ФРЭ в плазме ВЧ-разряда в Хе при давлениях: 1 – 2; 2 – 0,3; 3 – $5 \cdot 10^{-2}$; 4 – $2 \cdot 10^{-2}$; 5 – $6 \cdot 10^{-3}$; 6 – 10^{-3} Торр; пунктир – максвелловские ФРЭ с той же средней энергией и при тех же давлениях

Рис. 2. [9] Зависимость эффективной температуры электронов в плазме ВЧ-разряда от давления Хе: 1 – эксперимент, 2 – расчет в безграничной плазме



Средняя энергия электронов при этом является немонотонной функцией давления (рис.2).

Качественно этот эффект можно объяснить следующим образом. При высоких давлениях выполняется неравенство $\bar{\nu}_u \ll \ll \omega \ll \bar{\nu}_m$ и ФРЭ определяется параметром $E_0/\sqrt{2N}$. Уменьшение давления (N) ведет к увеличению этого параметра, \bar{u} следовательно и \bar{u} . При более низких давлениях, когда $\omega \gg \bar{\nu}_m$, сказывается эффект "застревания" медленных электронов в области малых энергий ($D_v \sim \bar{\nu}_m$), что приводит к снижению средней энергии электронов.

Эффектом "застревания" медленных электронов объясняется также немонотонная зависимость средней энергии электронов от амплитуды ВЧ-поля в Хе (рис.3), рассчитанной для случая $\omega \gg \bar{\nu}_m$ [11].

При малых E_0/ω ФРЭ формируется только упругими соударениями. В этом случае функция распределения является максвелловской и $\bar{u} \sim (E_0/\omega)^2$. С ростом E_0/ω в формировании ФРЭ начинают играть роль неупругие процессы (возбуждение электронных уровней), которые "перебрасывают" электроны из области высоких энергий в область низких. "Застревание" приводит к обогащению низкоэнергетичной части функции распределения и уменьшению средней энергии. Отметим, что константы возбуждения электронных уровней монотонно возрастают в рассматриваемом диапазоне E_0/ω .

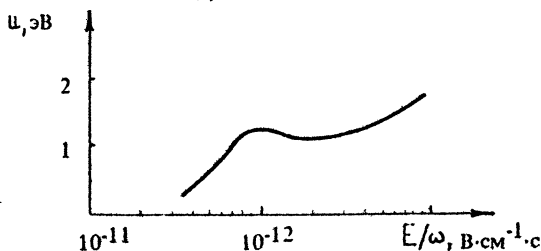


Рис. 3. [12] Зависимость средней энергии электронов в Хе в СВЧ-поле. $E = E_0/\sqrt{2}$

Как уже отмечалось, в случае $\omega \sim \bar{v}_m$ функция распределения зависит от двух параметров: E_0/m и ω/N . Это, вообще говоря, затрудняет анализ получаемых результатов, как экспериментальных, так и теоретических. Известен способ перехода от двух параметров к одному. Он основан на понятии "эффективного поля" E_e . Предположим, что $v_m(v) = \text{const}$, тогда, сделав в (8) замену

$$E_e^2 = \frac{E_0^2}{2} \frac{\bar{v}_m^2}{\bar{v}_m^2 + \omega^2}, \quad (10)$$

получим уравнение, определяющее ФРЭ в постоянном поле E_e/N [12]. В случае реального газа, когда $v_m(v) \neq \text{const}$, можно сделать переход к уравнению (10), взяв в качестве v_m какое-либо среднее значение \bar{v}_m . По-видимому, впервые E_e было использовано в работах [13-14] для аппроксимации экспериментальных результатов по измерению частоты ионизации в воздухе в ВЧ-поле, где было получено соотношение

$$\bar{v}_i = 4 \cdot 10^7 \left(10^{-2} \frac{E_e}{p} \right)^{5.33} - 6,4 \cdot 10^4, \quad (11)$$

где p (для комнатной температуры) - давление (Торр), а для вычисления E_e использовалось значение $\bar{v}_m = 5,3 \cdot 10^9 p$. Такое задание \bar{v}_m имеет определенный смысл. Так, если рассчитывать \bar{v}_m по формуле (5), то в диапазоне $10 \cdot 10^{-16} \leq E/N \leq 50 \cdot 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$ \bar{v}_m будет практически постоянной. Однако при использовании (10) было бы логичней находить \bar{v}_m путем усреднения по ФРЭ, найденной из уравнения (6). Такие расчеты были проделаны в работах [15-16]. Оказалось, что расчетные значения \bar{v}_m/p заметно отличаются от величины $5,3 \cdot 10^9$, а значения \bar{v}_i/p зависят не только от E_e/p , но и от p (рис.4).

Совпадение с экспериментальными результатами имеет место только при высоких давлениях. Следует отметить, что большинство экспериментальных результатов получено для условий $\bar{v}_m \gg \omega$, т.е. совпадение эксперимента с расчетом именно при больших давлениях вполне естественно. (Ссылки на экспериментальные работы в [15-16].)

Формула (10) использовалась также в работе [4] для He при пересчете результатов от параметра E_0/ω к параметру E_e/N . В случае He введение E_e , по-видимому, более обосновано, так как \bar{v}_m , рассчитанная усреднением по ФРЭ, слабо зависит от E/N . В тяжелых инертных газах, где есть сильная зависимость $v_m(v)$, введение E_e/N как универсального пара-

метра вообще нецелесообразно. Это подтверждается результатами работы [17] для Хе. Полученная в [17] зависимость \bar{v} и \bar{v}_i/ρ от давления при одном и том же E_e/ρ значительно более сильная, чем для азота.

Из сказанного можно сделать следующий вывод. Хотя введение "эффективного поля" и позволяет навести некую универсальность, такой подход имеет серьезные недостатки. Во-первых, учет зависимости от ρ может привести к значительным ошибкам при интерпретации получаемых результатов. Во-вторых, и это, пожалуй, главное, затушевывается качествен-

ное различие между функциями распределения электронов в постоянном и ВЧ-полях. Это отличие, как будет показано далее, является причиной того, что различные процессы (e-e-соударения, удары второго рода) по-разному влияют на ФРЭ в том и другом случае.

III. $\bar{v}_u < \omega \ll \bar{v}_m$. В этом промежуточном (между случаями I и II) диапазоне частот f_0 , а следовательно и \bar{v}_i , будут зависеть не только от E_0/N , но и от ω . Для нахождения ФРЭ необходимо решать нестационарное уравнение

$$\frac{df^0}{dt} + \frac{e^2 E_0^2 \sin^2(\omega t)}{3m^2 v^2} \frac{d}{dv} \left(v^2 \frac{df}{dv} \right) - S_0 = 0, \quad (12)$$

$$f_1 = - \frac{e E_0 \sin(\omega t)}{m v_m} \frac{df_0}{dv}. \quad (13)$$

Заметим, что при низких значениях E_0/N величины \bar{v}_i ($\omega \ll \bar{v}_u$) и \bar{v}_i ($\omega \gg \bar{v}_u$) могут различаться на порядок и более, т.е. переходная область описывает значительные изменения \bar{v}_i .

В работе [18] в модельных предположениях относительно S_0 и v_m найдено точное (аналитическое) решение уравнения (12) в переменном электрическом поле. С помощью этого решения изучено поведение $v_i(t)$ и температуры электронов $T_e(t)$ на периоде изменения поля в зависимости от частоты ω .

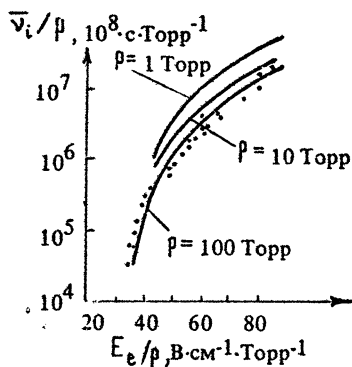


Рис. 4. [10] Зависимость \bar{v}_i/ρ от E_e/ρ в воздухе, \bar{v}_m рассчитывалась усреднением по ФРЭ. Точки - экспериментальные значения, $\omega = 2\pi \cdot 9,4 \text{ ГГц}$.

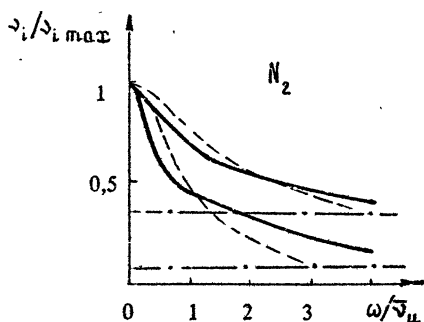
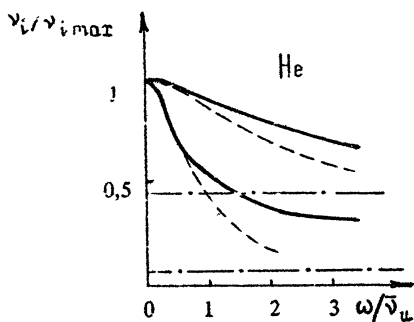


Рис. 5. [6] Зависимость усредненной частоты ионизации от частоты переменного поля для He: 1 - $E_0/N = 10^{-16}$ В·см², 2 - $2 \cdot 10^{-16}$ В·см²; сплошные кривые - численный расчет, пунктир - расчет по аналитической формуле, штрихпунктир -- предельное значение, соответствующее среднеквадратичному полю

Рис. 6. [6] Аналогичный расчет для N₂: 1 - $E_0/N = 10^{-15}$ В·см², 2 - $2 \cdot 10^{-15}$ В·см². Все обозначения те же, что и на рис. 1

Таблица 2

Параметры	$E_0/N, 10^{-16}$ В·см ²			
	1	2	10	20
$\bar{\nu}_{i,max}$, Гц	$1,2 \cdot 10^5$ He	$1,3 \cdot 10^7$	$1,0 \cdot 10^6$ N ₂	$2,5 \cdot 10^8$
$\bar{\nu}_u$, Гц	$1,4 \cdot 10^9$	$4,7 \cdot 10^9$	$1,2 \cdot 10^{11}$	$2,6 \cdot 10^{11}$

В [19] путем численного решения уравнения (12) рассчитаны зависимости $\bar{\nu}_i$ от ω для реальных газов (гелия и азота). Они представлены на рис.5-6 и табл.2 (в табл.2 приведены данные, использованные при построении рис.5,6). В этой же работе на основе решений [18] предложен простой способ аналитической оценки $\bar{\nu}_i(\omega)$ для реальных газов. Как следует из рисунков, предложенный способ хорошо описывает поведение $\bar{\nu}_i(\omega)$ при $\omega \ll \bar{\nu}_u$.

Рассмотренные нами диапазоны частот определяются сильными неравенствами: $\omega \ll \bar{\nu}_u$, $\omega \gg \bar{\nu}_u$, $\bar{\nu}_u \sim \omega \ll \bar{\nu}_m$. Однако эти

условия не позволяют с достаточной точностью указать границы, в которых применимы приближения I, II или III, так как непонятно, сколь сильны должны быть указанные неравенства. (Напомним, что $\bar{\nu}_u$ и $\bar{\nu}_m$ характеризуют ядро ФРЭ, в то время как, например, частоты возбуждения и ионизации определяются хвостом функции распределения.) В работах [20-21] вопрос применимости приближений I, II и III исследован для $N_2 + O_2$ [20] и, более подробно, для Ne [11]. Как показано в работе [21], в условиях преобладания упругих столкновений (низкие E_0/N) приближения I, II и III не перекрывают весь диапазон частот. При высоких E_0/N , когда в формировании ФРЭ влияние неупругих соударений оказывается значительным, существует промежуточный диапазон частот, в котором приближения II и III, вообще говоря, не верны и необходимо решать систему двух нестационарных уравнений (1) - (2). (Это случай, когда неравенства $\bar{\nu}_u \ll \omega$ и $\omega \ll \bar{\nu}_m$ не выполняются одновременно. Например, если $\bar{\nu}_m/\bar{\nu}_u \approx 10$). Однако, если нас интересуют только функционалы ФРЭ, усредненные на периоде электрического поля, то, как следует из работы [21], и в этом случае приближения I, II и III описывают всю область частот.

В заключение этого раздела отметим, что в отличие от случая постоянного электрического поля ФРЭ и связанные с ней кинетические коэффициенты в ВЧ-поле изучены достаточно слабо. Приведем некоторые ссылки для различных газов: Ne - [4,8,11,19,22,23], Ne - [21,24,25], Ar - [8,26-28], Xe - [10,11,17], N_2 - [8,9,19,20,29], O_2 - [30,31], воздух - [13,14,32-35], Ar + HN_4 - [26], $N_2 + O_2$ - [20].

ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ПРОЦЕССОВ НА ФРЭ В ПЛАЗМЕ ВЧ-РАЗРЯДА

1. e-e-соударения. Вопрос о влиянии электрон-электронных соударений на вид ФРЭ достаточно широко исследован в работах [26,28] для Ar и в [30] для O_2 . Как известно, e-e-соударения ведут к максвеллизации функции распределения. Частота e-e-процессов $\nu_{ee} \sim \nu^{-3}$, т.е. максимальна при малых энергиях. Отмеченные выше различия ФРЭ в постоянном и высокочастотном полях приводят к различному характеру влияния e-e-соударений в том и другом случае (рис.7).

В постоянном поле в Ar e-e-соударения ведут к увеличению числа низкоэнергетичных электронов, обеднению сред-

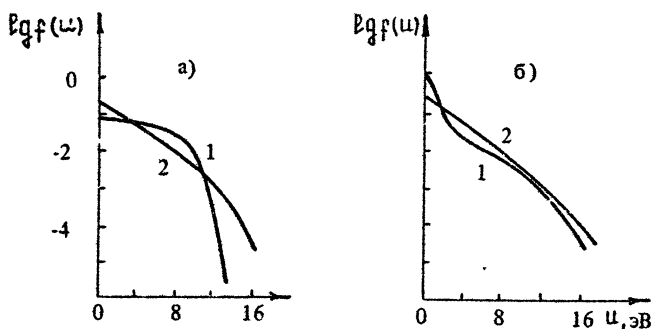


Рис. 7. [25] ФРЭ в Ar: а – постоянное поле, $E/N = 5 \cdot 10^{-16}$ В·см², 1 – $\nu/N = 0$, 2 – $\nu/N = 10^{-4}$; б – СВЧ-поле, $E_0/N = 1,2 \cdot 10^{-15}$ В·см², $\omega/N = 1,5 \cdot 10^{-6}$ см³·с⁻¹: 1 – $\nu/N = 0$; 2 – $\nu/N = 5 \cdot 10^{-4}$

ней части ФРЭ и обогащению ее высокоэнергетичной части. Средняя энергия электронов при этом уменьшается. Влияние $e-e$ -соударений увеличивается при уменьшении E/N , и при малых E/N изменения ФРЭ существенны при $\nu/N \geq 10^{-6}$.

В плазме ВЧ-разряда $e-e$ -процессы уменьшают долю низкоэнергетичных электронов. Средняя энергия электронов при этом возрастает. "Хвост" функции распределения изменяется значительно слабее, чем в случае постоянного поля. В работе [26] расчеты проводились до степеней ионизации $\nu/N \leq 10^{-4}$. В работе [28] показано, что для Ar при еще больших степенях ионизации рост средней энергии электронов сменяется уменьшением, т.е. зависимость $\bar{\epsilon}$ от ν/N является немонотонной.

В молекулярных газах, в частности в кислороде [30] и азоте [26,37], $e-e$ -соударения слабо влияют на вид ФРЭ вплоть до $\nu/N \geq 10^{-4} - 10^{-3}$, что объясняется низкопороговым возбуждением колебательных уровней.

2. Соударения 2-го рода с колебательно-возбужденными частицами.

Наличие колебательно-возбужденных молекул в слабоионизованной плазме приводит к увеличению числа электронов с высокой энергией, что сказывается на усредненных характеристиках электронов. Наиболее чувствительны к присутствию колебательно-возбужденных молекул константы возбуждения электронных уровней и ионизации. Для описания этого эффекта в случае постоянного поля используется формула, приведенная в [38]:

$$Eg \left[\frac{\kappa(T_e)}{\kappa(0)} \right] = \frac{c \xi}{(E/N)^2}, \quad (14)$$

где κ – константа скорости соответствующего процесса, $\xi =$

$= \exp(-\hbar\omega/T_r)$, $\hbar\omega$ – колебательный квант молекулы, T_r – колебательная температура, E/N нужно брать в единицах 10^{-16} В·см², константа оказывается одной и той же для всех электронных процессов с высоким порогом [38]. (Значения константы ζ для различных газов см. также в работе [39].)

В работе [32] исследовалось влияние ударов 2-го рода с колебательно-возбужденными молекулами на ФРЭ и кинетические константы в СВЧ-поле (случай $\omega \gg \bar{\nu}_m$) в воздухе. Оказалось, что зависимость констант возбуждения и ионизации от степени колебательного возбуждения молекул N_2 и O_2 описывается формулой, аналогичной (14):

$$\rho_0 \left[\frac{\kappa(T_r)}{\kappa(0)} \right] = \frac{c_1 z(N_2) + c_2 z(O_2)}{\gamma^2}, \quad (15)$$

где $c_1 = 18,8$, $c_2 = 0,53$, $\gamma = E_0 / \sqrt{2} \omega$ [В·см²·с⁻¹] · 10^9 .

Формулы (14)–(15) позволяют провести качественное сравнение влияния ударов 2-го рода в случае постоянного и ВЧ-полей. Из [39] следует, что для воздуха значение ζ в (14) равно $\zeta \approx 30$. Если воспользоваться приведенной в работе [32] переводной шкалой E/N (10^{-16} В·см²) = $\gamma \cdot 1,4$ и рассчитать значение c_1 пер (c_2 можно положить равной нулю) через ζ , то получим c_1 пер ≈ 37 , что в два раза больше значения c_1 , полученного прямым расчетом функции распределения. Следовательно, влияние ударов 2-го рода с колебательно-возбужденными молекулами в случае ВЧ-поля значительно слабее, чем в случае постоянного поля. Это связано с тем, что в ВЧ-поле ФРЭ обогащена высокоэнергичными электронами по сравнению с ФРЭ в постоянном поле. Аналогичное заключение сделано для кислорода [30].

Отметим интересную особенность, обнаруженную в работе [32]: на определенном участке значений E/ω средняя энергия электронов оказывается немонотонной функцией колебательной температуры (рис.8). На рис.9 показан вид ФРЭ при значении E/ω как раз из этого диапазона.

3. Соударения 2-го рода с электронно-возбужденными атомами и молекулами. Влияние электронно-возбужденных молекул и атомов на ФРЭ изучено сравнительно слабо. Для постоянного поля это сделано в [40] для N_2 , [41] для CO , [26] для Ar . Как следует из этих работ, удары 2-го рода ведут к увеличению высокоэнергетичной части ФРЭ. Это увеличение тем больше, чем меньше значение E/N и чем больше степень населенности возбужденных состояний. Соответственно возрастают константы скоростей возбуждения электронных уровней и ионизации.

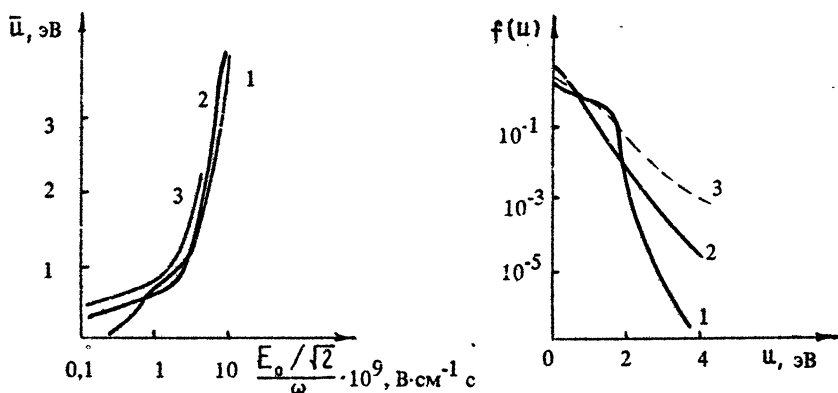


Рис. 8. [15] Зависимость средней энергии электронов от E_0/ω в воздухе. 1 — $T_V = 300$ К; 2 — $3 \cdot 10^3$ К; 3 — $5 \cdot 10^3$ К

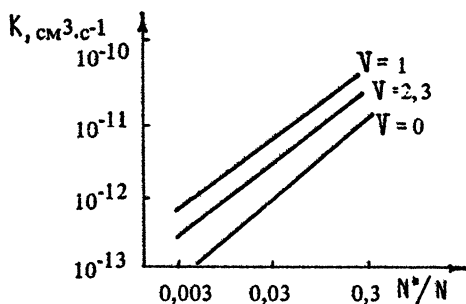
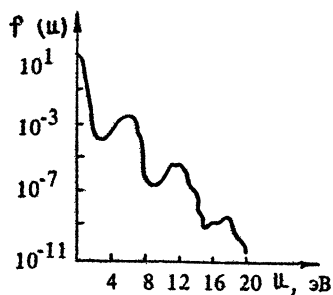
Рис. 9. [15] ФРЭ в воздухе при $E_0/\omega = 10^{-9}$ В·см⁻¹·с: 1 — $T_V = 300$ К; 2 — $3 \cdot 10^3$ К; 3 — $5 \cdot 10^3$ К

Сравнительные расчеты, проведенные для Ач [26], показали, что в случае ВЧ-поля влияние соударений 2-го рода с электронно-возбужденными атомами на ФРЭ значительно слабее, чем в случае постоянного поля.

Удары 2-го рода могут также сильно повлиять на характеристики распадающейся плазмы, если населенность возбужденных состояний значительна. Такая ситуация, по-видимому, имеет место в распадающейся плазме после мощного (в смысле высоких E_e/N) СВЧ-импульса [42]. Авторами настоящей работы рассчитаны ФРЭ и кинетические коэффициенты в распадающейся плазме воздуха при различных населенностях мегастабильного уровня азота $A^3 \Sigma_u^+$. Результаты показаны на рис. 10–11.

Функция распределения имеет характерный "горбатый" вид с максимумами на энергиях, кратных кванту уровня $A^3 \Sigma_u^+$ (6,17 эВ). Как следует из рис. 11, увеличение N^*/N сильно влияет на константы диссоциативного прилипания, а следовательно и на скорость распада плазмы.

4. Влияние процессов распада и гибели электронов. Влияние нестационарности концентрации электронов вследствие сильной ионизации на ФРЭ и кинетические коэффициенты в низкотемпературной плазме в постоянном электрическом поле изучено довольно детально (см., например, [3,4] и приведенные там ссылки). Рассмотрим этот вопрос подробнее на примере пробоя газа ВЧ-полем, что по идеологии соответствует случаю импульсного



Р и с. 10. ФРЭ в распадающейся плазме воздуха. $N^+/N = 0,03$

Р и с. 11. Зависимость константы процесса $O_2(v) + e = O + O^-$ от степени насыщенности уровня $A^3\Sigma_u^+$ молекулы N_2

разряда Таунсенда для постоянного поля [3-4]. При пробое происходит размножение электронов. Модель предполагает, что нарастание концентрации электронов происходит экспоненциально во времени

$$n(t) = n_0 e^{\Gamma t}, \quad (16)$$

а f_0 можно представить в виде

$$f_0(v, t) = f_0^0(v) n(t), \quad (17)$$

где f_0^0 нормируется условием

$$\int_0^{\infty} f_0^0(v) v^2 dv = 1.$$

Соотношения (16) - (17) позволяют вывести для f_0^0 уравнение, которое в случае ВЧ-поля имеет вид

$$-f_0^0 \Gamma + \frac{e^2 E^2}{6m^2 v^2} \frac{d}{dv} \left(\frac{\nu_m}{\nu_m^2 + \omega^2} \frac{df_0^0}{dv} \right) - S_0 = 0. \quad (18)$$

В интеграл столкновений входит член, описывающий появление вторичных электронов в процессе ионизации. Вид этого члена подробно описан в [3,4]. Принципиальным здесь является вид распределения вторичных электронов по энергии (дифференциальное сечение ионизации) $\varphi_i(u, u')$. В работах [3,4,43,44] исследована зависимость получаемых результатов от вида $\varphi_i(u, u')$. По-видимому, наиболее простой и удобной является аппроксимация экспериментальных результатов, предложенная в [45]:

$$q_i(u, u') = \frac{Q_i(u)}{\bar{E} \operatorname{arctg}\left(\frac{u' - u_i}{2\bar{E}}\right)} \frac{1}{1 + \left(\frac{u}{\bar{E}}\right)^2},$$

где $Q_i(u)$ – сечение ионизации, u_i – потенциал ионизации, \bar{E} – подгруппочный параметр, зависящий от рода газа, u' – энергия налетающего (первичного) электрока, u – энергия вторичного. Вторичным считается электрон, имеющий меньшую энергию. Отметим также, что часто используют более грубое приближение, считая, что вторичный электрон рождается с нулевой энергией. Такое приближение удобно с точки зрения численных расчетов. Влияние вида $q_i(u, u')$ на расчетные ФРЭ исследовалось, например, в [4].

Значение Γ , входящее в (18), легко получить, умножив (18) на v^2 и проинтегрировав по скорости. В рассматриваемом случае $\Gamma = \bar{\nu}_i$, где $\bar{\nu}_i$ – усредненная по искомой f_0^0 частота ионизации. Таким образом, для нахождения f_0^0 необходимо решать интегродифференциальное уравнение. Уравнение типа (18) решалось в [4, 22, 23] для He, в [21] для Ne, в [32] для воздуха.

На основе расчетов, проведенных как для ВЧ-, так и для постоянного поля, можно сделать вывод, что учет размножения электронов в процессе ионизации необходим при больших полях, когда в ионизацию идет более 30 % энергии.

При необходимости в S_0 можно учесть и прилипание электронов, как это было сделано для воздуха [32]. В этом случае $\Gamma = \bar{\nu}_i - \bar{\nu}_a$, где $\bar{\nu}_a$ – усредненная частота прилипания.

5. Влияние диффузии электронов. Необходимость учета диффузии электронов при расчете ФРЭ и кинетических коэффициентов возникает в связи с исследованиями пробойных полей. Значения пробойных полей рассчитываются из условия $\bar{\nu}_i = D/\Lambda^2$, где D – коэффициент диффузии, Λ – характерный размер системы (например, резонатора). Очевидно, что в самосогласованном подходе критерий пробоя, который получается из баланса концентрации электронов, должен следовать автоматически из соответствующего кинетического уравнения. Для этого в уравнении Больцмана необходимо удержать член, описывающий диффузионный уход электронов. Очевидно, что степень влияния диффузии на ФРЭ будет зависеть от величины Λ . При $\Lambda > \lambda_u$, где λ_u – длина релаксации энергии электронов, это влияние незначительно, а при $\Lambda \sim \lambda_u$ – заметно: $\lambda_u = \sqrt{2um} / \sqrt{\nu_u \nu_m}$.

В работе [11] на основе численного решения кинетического уравнения исследован случай пробоя газа в щели между

бесконечными плоскими поверхностями. Самосогласованным образом рассчитаны значения пробойных полей в зависимости от ширины щели L . Исследовано влияние величины L на вид ФРЭ и такие характеристики плазмы, как средняя энергия электронов, коэффициент диффузии, константы скоростей ионизации и возбуждения.

Используемая модель предполагает, что концентрация электронов зависит от времени и координаты как

$$n(x, t) = n_0 \exp(\Gamma t) \sin(\pi x/L), \quad (19)$$

$$f_0(v, x, t) = f_0^0(v) n(x, t). \quad (20)$$

Соотношения (19) - (20) позволяют вывести уравнение для f_0^0 , которое в случае $\omega \gg \bar{\nu}_m$ имеет вид

$$-f_0^0 \Gamma - \frac{v^4}{3\nu_m} \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 f_0^0 + \frac{e^2 E_0^2}{\hbar m^2 v^2} \frac{d}{dv} \left(\nu_m \frac{df_0^0}{dv} \right) - S_0 = 0. \quad (21)$$

Значение Γ определяется интегрированием (21) по энергии:

$$\Gamma = \bar{\nu}_i - \frac{D}{(L/\pi)^2},$$

где $\bar{\nu}_i$ и D - усредненные по искомой f_0^0 частота ионизации и коэффициент диффузии. В работе [11] интегродифференциальное уравнение (21) решалось для He и Xe. Некоторые результаты [11] представлены на рис.12,13.

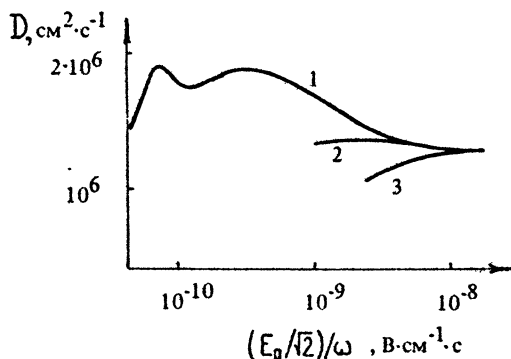
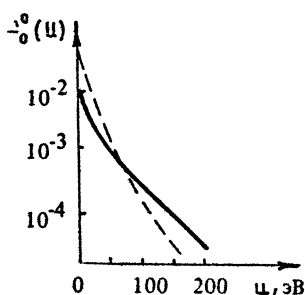


Рис. 12. [12] ФРЭ в He. $E_0/\sqrt{2}\omega = 10^{-7} \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}$, $p = 1 \text{ Торр}$, сплошная линия - $L = \infty$, пунктир - $L = 1 \text{ см}$

Рис. 13. [12] Xe, $p = 1 \text{ Торр}$. Зависимость коэффициента диффузии электронов от $E_0/\sqrt{2}\omega$. 1 - $L = \infty$, 2 - $L = 3 \text{ см}$, 3 - $L = 1 \text{ см}$

Из расчетов [13] можно сделать вывод, что наибольшим влиянием диффузии будет при малых L и малых E_0/ω . При

этом $\Gamma = \bar{v}_i - D/\Lambda^2 < 0$, что соответствует распадающейся плазме.

СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С АТОМАМИ И МОЛЕКУЛАМИ

При решении уравнения Больцмана для ФРЭ необходима информация о сечениях взаимодействия электронов с атомами и молекулами. Точность кинетических констант, полученных в результате решения, определяется достоверностью исходных сечений. Поэтому встает вопрос: насколько точно и для каких атомов и молекул известны величины этих сечений.

В специально поставленных экспериментах измерялись константы возбуждения колебательных (K_v) и электронных (K_e) уровней, ионизации (K_i), диссоциации (K_d) и прилипания (K_a); скорость дрейфа электронов (V_e) и их характеристическая энергия (D_T/μ , где D_T — коэффициент диффузии электронов, μ — их подвижность). В измерении V_e и D_T/μ в настоящее время достигнута точность 1%. Наиболее полные данные по экспериментально измеренным кинетическим коэффициентам приведены в работах [2,46,47]. В ряде работ измерялась доля мощности разряда, идущая на возбуждение вращательных уровней и упругие потери, так называемый прямой нагрев газа в разряде [48–54]. Сопоставление расчетных величин с экспериментально измеренными позволяет корректировать набор сечений взаимодействия электронов с молекулами и атомами. В литературе имеются такие согласованные наборы сечений для $He, Ne, Ar, Kr, Xe, N_2, CO, CO_2, O_2, SF_6, CF_4, CH_4, F_2, HCl, Na, Li, Cu, H_2O, Cl_2$ и ряда других. Данные по сечениям взаимодействия электронов с атомами и молекулами приведены в работе [55]. Эти данные в последнее время были существенно дополнены новыми измерениями. В табл. 3 приведены атомы и молекулы, для которых в литературе имеется информация по расчету ФРЭ и сопоставлению расчетных кинетических коэффициентов с экспериментально измеренными. Из таблицы видно, что наиболее хорошо изученной с этой точки зрения является молекула азота. Здесь точность значений величины колебательных сечений лучше 25% [56]. В общем можно сделать вывод, что суммарные неупругие потери энергии электронов (на возбуждение колебательных и электронных уровней) известны достаточно хорошо. Этому способствует тот факт, что наряду с сопоставлением по V_e и D_T/μ проводится сравнение и по кон-

Таблица 3

Пара- метры или процес- сы	N ₂	O ₂	CO ₂	HF	CF ₄	CH ₄	SF ₆	CO	H ₂	NH ₃	He	Ar	Xe	K ⁺	Ne	H ₂ O	Na	Hg	Cu	F ₂	Cl ₂	O
V _e	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+		+	+	+	-	-	-
D/ρ	+	+	+	-	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+		-	-	-	-	-	-
Прямой нагрев	+	+	+	-	-	-	-	+	+	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
K _a	-	+	+	+	+		+	-	-	+	-	-	-	-	-	+	-	-	-	+	-	-
K _i	+	+	+	-	+		+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	-	-	-	-	-	-
K _e , K _d	+	+	+	-	-		-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
K _v	+	-	+	-	-		-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
V _e , D/ρ в смесях	Ar	-	He N ₂	-	Xe		-	Ar	He	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Литера- тура	59-	62	60	65	68	46	68	56	65			46	46	46	46	47	72	73		76	77	78
	-61	63	52	66	47	47	47	69	54	71	46											
	56	53	64	67			47	47	70									74	75	47		
	46	47	47	47																		

стантам возбуждения электронных уровней и ионизации, что дает дополнительную возможность отнормировать суммарные неупругие потери энергии электронов. Поэтому неопределенность в вычислении величин констант возбуждения отдельных электронных уровней в первую очередь определяется неточностью знания величины этого сечения.

В последнее время появились работы по исследованию горючего излучения электронов тлеющего разряда [57,58]. Это может дать дополнительную информацию по сечениям рассеяния электронов.

КИНЕТИКА ВОЗБУЖДЕННЫХ ЧАСТИЦ

Влияние возбуждения вращательных уровней на кинетику тлеющего разряда – экзотическая ситуация. Можно отметить влияние вращательного возбуждения молекул H_2 на скорость диссоциативного прилипания [79].

В отличие от вращательной, колебательная неравновесность легко реализуется в тлеющем разряде высокого давления. При невысоких степенях возбуждения (или, что то же самое, невысоких колебательных температурах) для описания колебательной кинетики используется метод колебательных температур, т.е. приближение гармонического осциллятора [80]. В этом случае распределение населенностей по колебательным уровням считается бoльцмановским. Релаксация происходит таким образом, что вид распределения сохраняется, а меняется запасенная в колебательных уровнях молекул энергия. (Время релаксации колебательной энергии в поступательную велико по сравнению со временем установления колебательной функции распределения). Энергию удобно выражать в ϵ -числе квантов, приходящихся на одну молекулу. Между ϵ и колебательной температурой T_v существует простое соотношение

$$\epsilon = \left[\exp(\hbar\omega_v/T_v) - 1 \right]^{-1}, \quad (22)$$

где $\hbar\omega$ – энергия колебательного кванта.

Если молекула многоатомная или имеется смесь двухатомных молекул, то в определенных условиях можно ввести несколько колебательных температур. В случае существования двух колебательных температур между ними выполняется соотношение

Тринора:

$$\hbar\omega_{v1}/T_{v1} - \hbar\omega_{v2}/T_{v2} = (\hbar\omega_{v1} - \hbar\omega_{v2})/T, \quad (23)$$

где T – поступательная температура газа.

При высоких уровнях возбуждения существенно сказывается ангармонизм молекул, функция распределения по колебательным уровням становится не Больцмановской и требуется ее подробное описание [80]. Уравнения поуровневой кинетики описывают баланс колебательно-возбужденных частиц в результате обмена колебательной энергией (VV-обмен); потери квантов в результате перехода колебательной энергии в тепло (VT-релаксация), спонтанное излучение (если у частицы есть дипольный момент), возбуждение или девозбуждение при столкновении с электронами плазмы, обмен колебательной энергией с другими степенями свободы (например, обмен энергией между электронными и колебательными уровнями - EV-обмен) и т.д.

В результате релаксационных процессов происходит увеличение поступательной температуры газа. К ее изменению приводит VT-релаксация, обмен энергией между различными степенями свободы частиц, выделение (или поглощение) ангармонического дефекта энергии при VV-обмене, выделение (или поглощение) дефекта энергии при обмене энергией между молекулами, обладающими различными колебательными квантами. К нагреву газа приводят упругие потери энергии электронов и возбуждение вращательных уровней, которые за газокинетические времена релаксируют в тепло. При больших значениях E/N (или E/ω), когда существенная доля энергии идет на возбуждение электронных уровней, заметный вклад в нагрев вносит релаксация электронных уровней. Решение поуровневой кинетики требует знания кинетических констант перечисленных выше процессов, зависящих от сорта частиц, номера колебательного уровня (ν) и температуры газа (T). Эти зависимости в некотором смысле аналогичны материальным уравнениям в электродинамике. Для определенности приведем наиболее простую аппроксимацию для VV-обмена [80]:

$$Q_{\nu+1, \nu}^{\nu', \nu'+1} = Q_{10} (\nu+1)(\nu'+1) \exp(-\delta_{\nu\nu'} |\nu' - \nu|), \quad (24)$$

где $\delta_{\nu\nu'}$ - обратный радиус VV-обмена; $\delta_{\nu\nu'} \sim T^{-0.5}$. Для скоростей VT-релаксации

$$\rho_{\nu+1, \nu} = \rho_{10} \exp(\delta_{\nu T} \nu). \quad (25)$$

Для спонтанного излучения

$$A_{\nu+1, \nu} = (\nu+1) A_{10}. \quad (26)$$

В настоящее время развиты эффективные численные методы для решения поуровневой кинетики, позволяющие за малые времена решать порядка 10^2 балансных уравнений [81,82].

В ряде случаев оказывается плодотворным подход, основанный на разбиении колебательных мод или молекул на поуровневое описание и описание с помощью метода колебательных температур [83].

Прогресс в изучении колебательной кинетики в сильно неравновесных условиях связан в основном с введением понятий потока населенностей и потока квантов в пространстве колебательных чисел [80,84,85]. Представление потока населенностей в дифференциальной форме позволило аналитически описать стационарные [80,84] и нестационарные [86,87] колебательные распределения молекул $[0, N_2]$, проследить пути преобразования энергии колебаний этих молекул в пределе, когда ангармонизм колебаний много меньше температуры газа, а квадрат модуля матричного элемента перехода линейно растет с номером колебательного уровня.

В стационарном случае функция распределения двухатомных молекул по колебательным уровням получена в работах [80,88,89]. При достаточно сильной накачке функция распределения имеет следующие характерные особенности. При $\nu < \nu^* = -E_1 / (2\Delta E) T / T_{\nu} + 1/2$ она близка к Триноровской [88]:

$$f(\nu) = f_0 \exp[-\nu E_1 / T_{\nu} + \Delta E \nu(\nu+1) / T], \quad (27)$$

где E_1 - энергия первого колебательного уровня, T_{ν} - колебательная температура первого уровня, ΔE - энергия ангармонизма. Если энергия ν -го колебательного уровня определяется как

$$E_{\nu} = E_0 [\nu_0 - \delta \nu(\nu+1)], \quad (28)$$

где δ - ангармонизм молекулы (как правило, $\delta \approx 0,01$), то $E_1 = E_0 - 2\delta E$, $\Delta E = E_0 \delta$ (в обычно принятых спектроскопических обозначениях $E_0 = \omega_e$, $\Delta E = \omega_e x_e$). При $\nu^* < \nu < \nu^{**}$ имеется участок плавного уменьшения $f(\nu)$ ("плато"):

$$f(\nu) = c / (\nu+1). \quad (29)$$

Колебательное число ν^{**} определяется из условия, что скорость VT -релаксации, пренебрежимо малая в районе плато, сравнивается со скоростью VV -обмена и существенно изменяет функцию распределения. Для констант, аппроксимированных формулами (24) - (25), оно равно:

$$\nu^{**} = \delta_{\nu\nu} \ln(2c\delta\nu/\rho_{10}), \quad (30)$$

где $\nu = 4\Delta E\delta_{\nu\nu}^{-3} \rho_{10} / T$. Константу c , задающую уровень плато, можно связать со скоростью возбуждения колебаний (накачки).

[80,89]:

$$c = (W_{\nu} / E_{1\nu})^{0.5}, \quad (31)$$

где W – мощность накачки в расчете на одну молекулу, ρ_{ν} – доля мощности, идущая на возбуждение колебаний. Сшивая решения (29) и (27) в точке ν^* , получаем трансцендентное уравнение для определения колебательной температуры нижних уровней по заданной мощности накачки.

Основное предположение аналитической теории, дающей решение (29), – малость изменения $f(\nu)$ при $|\Delta\nu| < \Delta\nu_q = 1/\delta_{\nu\nu}$. $\Delta\nu_q$ – радиус VV -обмена, характеризующий уменьшение вероятности обмена с увеличением дефекта энергии, т.е. $|\nu - \nu'|$ (см. формулу (24)). В этом случае VV -обмен носит резонансный характер, интенсивно между собой обмениваются соседние колебательные уровни. Создается направленный на верхние колебательные уровни поток энергии, в такой ситуации изменение населенностей верхних уровней не сказывается на нижележащие. Если радиус VV -обмена увеличивается и уменьшается мощность накачки в районе ν^* , может оказаться важным нерезонансный обмен между нижними колебательными уровнями $\nu < \nu^*$ и уровнями $\nu > \nu^*$. Условия возникновения нерезонансного обмена найдены в работе [84]. Типичный вид функции распределения молекул по колебательным уровням приведен на рис.14 [84].

По мере увеличения номера колебательного кванта происходит его мельчание. Так, для молекулы N_2 величина колебательного кванта для $\nu = 40$ в два раза меньше, чем для $\nu = 1$. В работах [90,91] теоретически исследовалось влияние размена двух высоколежащих квантов на один низколежащий ($V - 2V$ -обмен). В результате $V - 2V$ -обмена возникает второе "плато" в функции распределения молекул по колебательным уровням в районе $\nu = 40$. Как показано в работе [91], в пренебрежений VV -релаксацией в результате $V - 2V$ -обмена происходит увеличение значения c в $\sqrt{2}$ раз. Такие циклы $nV - mV$ -обмена могут также возникать как между различными модами многоатомных молекул, так и между молекулами, колебательные кванты которых сильно отличаются.

В работе [86] получены аналитические решения для эволюции функции распределения двухатомных молекул по колебательным уровням в различных условиях. Эти решения описывают эволюцию функции распределения в области $\nu^* < \nu < \nu^{**}$ и при постоянной температуре газа. Наиболее простой вид эти аналитические решения имеют в двух наиболее важных случаях:

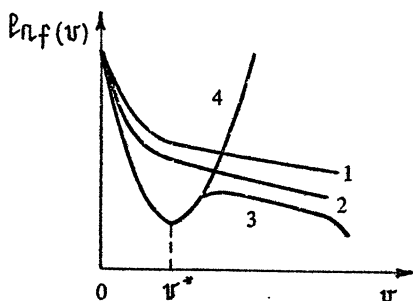


Рис. 14. [84] Функция распределения молекул по колебательным уровням: 1 — сильное возбуждение; 2 — граница режимов сильного и промежуточного возбуждения; 3 — промежуточное возбуждение; 4 — распределение Тринора

накачки, $n_{ост}$ — остаточный запас квантов, определенный ниже. Сама функция распределения и следующие из ее вида параметрические зависимости хорошо согласуются с результатами численных расчетов поуровневой кинетики. В последующей работе [87] определены границы применимости аналитических решений [86]. В случае включения постоянной накачки решение (32) начинает работать с момента времени $t_0 = n_{ост} / W$, где $n_{ост}$ — так называемый остаточный (пороговый) запас квантов, определяемый из соотношения

$$n_{ост} = 1 / [\exp(4.6 \sqrt{\Delta E / T}) - 1]. \quad (34)$$

Понятие "остаточный запас квантов" имеет простой физический смысл. В начале происходит накопление колебательной энергии на нижних уровнях. После того как колебательная температура нижних уровней превысит величину, определяемую соотношением $E_1 / T_v = 4.6 \sqrt{\Delta E / T}$, формируется поток колебательно-возбужденных молекул на верхние уровни, т.е. идет процесс образования "плато" в функции распределения молекул по колебательным уровням. В случае импульсного возбуждения в первый момент времени колебательная температура нижних уровней определяется энерговыкладом n_0 . Далее она начинает спадать до величины $E_1 / T_v = 4.6 \sqrt{\Delta E / T}$, разность числа квантов $(n_0 - n_{ост})$ идет на верхние уровни. Как показали специально выполненные численные расчеты, остаточный запас квантов определяется величиной ангармонизма ΔE и поступательной

это включение постоянной накачки и импульсное возбуждение, когда импульс накачки значительно меньше характерного времени W -обмена. В первом случае решение имеет вид

$$f(v, t) = c / (v+1) - 1 / [2\sqrt{t-t_0}] \quad (32)$$

В случае импульсного возбуждения:

$$f(v, t) = [3/4 (n_0 - n_{ост})]^{0.25} / [(v+1)^{0.5} \times (vt)^{0.75}] - 1 / (2\sqrt{t}), \quad (33)$$

где n_0 — число квантов на одну молекулу, вложенных во время

температурой газа, от величины констант VV -обмена и накачки он зависит слабо. С уменьшением T падает $n_{\text{ост}}$, это одна из основных причин того, что CO -лазеры обладают наибольшим КПД при криогенных температурах. Развита аналитическая теория успешно используется при моделировании электронно-разрядных и газодинамических CO -лазеров.

В работе [92] область применимости аналитических теорий расширена на случай $\Delta E/T > 1$ ($v^* \neq 1$), это выполняется для молекул HF, DF, HCl, D_2, H_2 . Найдены автомодельные решения нестационарной колебательной кинетики для случая степенной зависимости модуля дипольного матричного элемента от номера колебательного уровня.

Как уже отмечалось ранее, для численных или аналитических вычислений функции распределения молекул по колебательным уровням необходима информация по константам возбуждения электронным ударом, VV -обмену, VT -релаксации и т.п. Для численных моделей необходимо детальное знание всего набора $Q_{v, v-1}^{v', v'+1}(T)$, для аналитических моделей — некоторая интегральная характеристика, частота VV -обмена $\nu(T)$. Детальные измерения имеются для констант VV -обмена в CO . Определены температурные зависимости $Q_{v, v-1}^{0,1}$ для $100 < T < 300$ К [93]. Детальный обзор экспериментальных данных по измерению констант VV -обмена в CO приведен в [94]. В настоящее время вопрос об измерении констант VV -обмена в CO для нижних уровней можно считать решенным, неопределенность их величин, по-видимому, не превышает 25%. Однако остается не совсем ясным вопрос об экстраполяции этих измерений в область больших v [94]. Для практических расчетов можно рекомендовать константы VV -обмена, приведенные в работе [94] и частоту VV -обмена $\nu = 5,2 \cdot 10^{11} \rho^{CO} (\text{атм}) / T^{4,5} (\text{К})$ [95]. Для молекул, у которых отсутствует дипольный момент, ввиду сложности наблюдения за эволюцией населенностей колебательных уровней, экспериментальной информации по определению констант VV -обмена значительно меньше. Квантомеханические расчеты "ab initio" в настоящее время могут давать значения констант колебательной релаксации лишь по порядку величины. В последнее время появился ряд работ по определению констант скоростей VV -обмена в N_2 [96-100]. Авторы этих работ при аппроксимации зависимостей $Q_{v, v-1}^{v', v'+1}$ от v, v' и T используют формулу (24) [80]. Таким образом определяются две величины Q_{10} и $\delta_{v, v'}$. Как показано в ряде работ [86, 87, 92], эволюция функции распределения в области средних и малых v , а тем более

ее стационарные характеристики, определяются в условиях сильной неравновесности не отдельными параметрами Q_{10} $\delta_{v\tau}$, а частотой VV -обмена, являющейся их комбинацией, $\nu = 4 \Delta E Q_{10} \delta_{v\tau}^{-3} / T$. Величины Q_{10} и $\delta_{v\tau}$ приведены в табл. 4

Таблица 4

Параметры	Литература							
	101	102	96	97	98*	99*	100	103
$Q_{10} \cdot 10 \cdot 10^{14} \text{ см}^3/\text{с}$	2,6	0,9	10 +5 -5	2,5	15 +6 -6	10 +4 -6	5	8 +3 -3
$\delta_{v\tau} \cdot \sqrt{T}$	6,8		6,8	6,8	6,9	6,9	2,7	6,8

* В этих работах приведена константа $K_{0,1}^{0,1}$.

для $T = 300 \text{ К}$. В этой же таблице приведены данные, взятые из теоретических работ. Обзор данных по константам VV -обмена в H_2 , H_2 и D_2 приведен в работе [104]. В определенных условиях важной может оказаться VT -релаксация на малых примесях (например, H_2O [105]) или на атомах [106], а при малых давлениях и малых характерных размерах - гетерогенная релаксация [107]. Подробный обзор по константам колебательной релаксации можно найти в работах [80,108].

Остановимся на эффектах, связанных с резким изменением температуры газа. Возникает вопрос: какова будет эволюция колебательной функции распределения, если в сильно неравновесном газе скачком увеличится температура газа? Если источник возбуждения на нижние уровни отключен, то необходимое для соблюдения условия $T_v \sim \sqrt{T}$ повышение температуры T_v должно происходить за счет перекачки колебательного возбуждения с более высоких уровней. VV -обмен в этом направлении сопровождается "укрупнением" кванта и, следовательно, должен приводить к охлаждению газа. Кроме того, при этом обеспечатся условия для установления на части функции распределения по колебательным уровням триноровского закона, т.е. возникает распределение с абсолютной инверсией, соответствующее нулевому потоку колебательных квантов. Действительно, второй из указанных эффектов отмечался в работе [109], где численно моделировалось прохождение ударной волны через колебательно возбужденный газ. На рис.15 показана эволюция функции распределения молекул [0 по колебательным уровням после прохождения ударной волны [110]. Исследования, выполненные в [110], показали, что эффект кинетического охлаждения за счет VV -обмена невелик и вели-

чина его чувствительна к соотношению VV- и VU-процессов, а также к конкуренции вкладов от верхних и нижних уровней. Эффект образования абсолютной инверсии более устойчив, легко наблюдается, особенно велик при смещении возбужденного и невозбужденного газов. Можно надеяться его использовать для расширения спектрального диапазона CO-лазера.

В рамках приближения заданной поступательной температуры газа вопрос точности

аналитических решений для случаев быстрого включения и импульсной накачки исследован в работе [87]. Такой подход был обобщен (без специального обоснования) в [1.1.1] на расчеты по одномерной модели разряда с переменной температурой газа. В работе [1.1.2] для численного моделирования прорастания шнура в разряде в азоте использована также без обоснования квазистационарная модель [80]. Поскольку переход к упрощенным моделям колебательной кинетики дает существенное сокращение расчетного времени с одновременным уменьшением объема необходимой машинной памяти, актуальность построения таких моделей с выяснением границ применимости сохраняется. В работе [1.1.3] исследована модель колебательной кинетики в смеси газов CO-N₂, описывающая включение накачки с самосогласованным изменением поступательной температуры. Для описания процесса установления функции распределения молекул CO и N₂ по колебательным уровням с учетом нагрева газа необходимо численно решать уравнения для запаса колебательных квантов в N₂ и CO, поступательной температуры газа с аналитически заданными правыми частями. На рис. 16 приведена зависимость температуры газа и интенсивности генерации от времени, полученные по полной кинетической модели (сплошные кривые) и по упрощенным уравнениям (пунктир). Видно, что с помощью предложенной модели удается

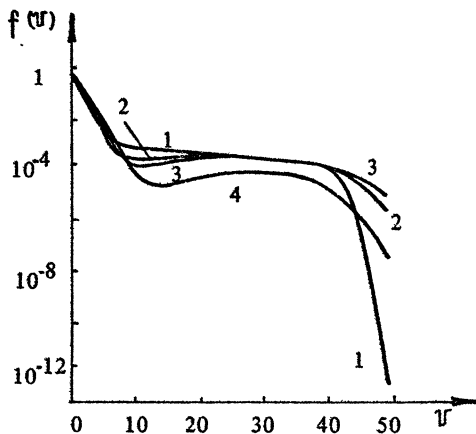


Рис. 15. [109] Эволюция функции распределения молекул CO по колебательным уровням после прохождения ударной волны: $M = 3,5$. 1 - $t = 0,01$; 2 - $t = 0,63$; 3 - $t = 1,8$; 4 - $t = 17$ мкс

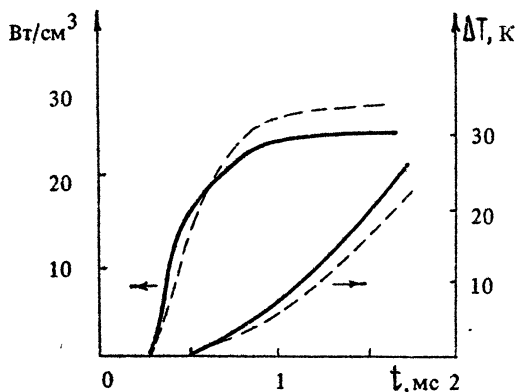


Рис. 16. [121] Мощность излучения и разность температур газа в областях без излучения и с излучением: сплошная кривая – поуровневая модель, пунктир – упрощенная модель

описать эволюцию температуры и интенсивности генерации с ошибкой менее 10 %.

Кинетика электронно-возбужденных состояний разработана в меньшей степени. Общие принципы для кинетики атомарной плазмы инертных газов изложены в работе [114]. Для молекулярной плазмы дело обстоит гораздо хуже. Электронные спектры молекул сильно не регу-

лярны. Не всегда известны константы и каналы гашения электронных уровней в процессах столкновительной релаксации [115]. В ряде случаев важную роль играют процессы обмена энергией между колебательными и электронными уровнями. Для уточнения кинетики таких процессов желательно одновременное экспериментальное измерение динамики населенностей колебательных и электронных уровней с независимым измерением поступательной температуры газа. Первые шаги в этом направлении уже сделаны. В работе [116] наблюдалась генерация на колебательно-вращательных переходах основного электронного состояния молекулы CO , обусловленная передачей энергии из электронных состояний; в работе [117] определена величина константы скорости процесса $\text{CO}(a^3\Pi) + \text{CO} \rightarrow \text{CO}(\nu') + \text{CO}(\nu)$; в [118] оптическая накачка нижних колебательных уровней молекулы CO позволила определить скорость процесса $\text{CO}(\nu) + \text{CO}(\nu') \rightarrow \text{CO}(A^1\Pi) + \text{CO}$; измерение с помощью КАРС динамики изменения колебательных населенностей уровней молекулы N_2 позволило определить скорость обмена с уровнем $A^3\Sigma_u^+$ [100].

Разнообразное влияние возбужденных частиц делает крайне желательным наличие численных программ для самосогласованного решения уравнения Больцмана и уравнений поуровневой кинетики. Такие программы в настоящее время есть за рубежом и у нас в стране (ФИАН, ИОФАН, НИИЯФ МГУ, ГОИ и др.). Так, например, в работе [119] продемонстрировано использо-

вание такой программы для исследования кинетики низкотемпературной плазмы в N_2 , в [120] - для N_2 , в [121] - для CO . Рис.17 иллюстрирует хорошее согласие динамики напряжения и тока в разряде, измеренных в квазистационарном самостоятельном разряде в азоте [122], с расчетом по программе, упомянутой выше. Такие программы необходимы также для исследования кинетики эксимерных лазеров.

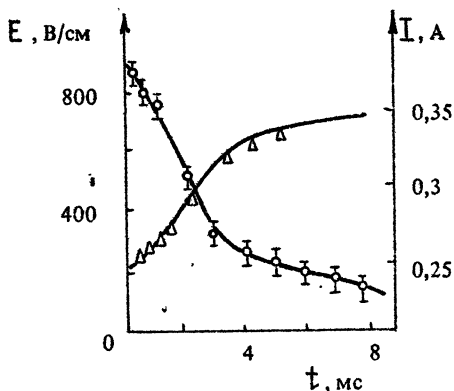


Рис. 17. [111] Сравнение расчетного значения напряженности поля и тока самостоятельного разряда в N_2 с экспериментально измеренными

Литература

1. Давыдов Б.И. //ЖЭТФ. 1946. Т.6, №2. С.463, 471.
2. Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977.
3. Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П., Таран М.Д. //ТВТ. 1984. Т.22, №6. С.1048.
4. Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П., Таран М.Д. Препринт ИАЭ - 3842. М., 1983.
5. Шкаровский И., Джонстон Т. Кинетика частиц плазмы. М.: Атомиздат, 1969.
6. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. //ЖЭТФ. 1964. Т.47, №3. С.1150.
7. Иванов Ю.А., Лебедев Ю.А., Полак Л.С. //Физика плазмы. 1980. Т.6, №1. С.178.
8. Иванов Ю.А., Лебедев Ю.А., Полак Л.С. //Физика плазмы. 1976. Т.2, №5. С.871.
9. Иванов Ю.А., Лебедев Ю.А., Полак Л.С. //Физика плазмы. 1977. Т.3, №1. С.146.
10. Ершов А.П., Кузовников А.А. //Физика плазмы. 1985. Т.11, №5. С.618.
11. Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П. //Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т.31, №5. С.682.
12. Голант В.Е. //Изв. АН СССР. Сер. физ. 1959. Т.23, №8. С.958.
13. Bisbing P.V., McMenamin D.L., Jordan A.K., Scherer P.M. //GE Rep. N. 68SD591. General Electric Co., Philadelphia, Pennsylvania, 1968.
14. Mayhan J.T., Fante R.D. //J. Appl. Phys. 1969. V.40, N13. P.5207.
15. Epstein M., Lenander C.J. //Phys. Fluids. 1968. V.11, N12. P.2753.
16. Taylor W.C., Scharfman W.E., Morita T. //Adv. Microwave. 1971. V.7, N1. P.59.
17. Ершов А.П., Кузовников А.А., Пономарева С.Е. //Труды 7-й всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы: Тез. докл. Ташкент, 1987. Т.2. С.125.
18. Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П. Препринт ИАЭ-3843. М., 1983.
19. Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П. //Физика плазмы. 1985. Т.11, №6. С.739.
20. Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н. //Тезисы докл. 7-й всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Ташкент, 1987. Т.2. С.159.
21. Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н., Швейгерт В.А. //Физика плазмы. 1986. Т.12, №6. С.745.

22. Мороз П.Е. //Физика плазмы. 1979. Т.5, №5. С.1128.
23. Мороз П.Е. //ЖЭТФ. 1979. Т.77, №4. С.1367.
24. Вагнер С.Д., Игнатъев Б.К. //ЖТФ. 1977. Т.47, №5. С.974.
25. Вагнер С.Д., Игнатъев Б.К., Цендин Л.Д. //ЖТФ. 1978. Т.48, №6. С.1191.
26. Александров Д.И., Лебедев Ю.А. //Физико-химические процессы в низкотемпературной плазме /ИНХС АН СССР. М., 1985. С.115.
27. Ferreira S.M., Loureiro J. //J. Phys. D. 1983. V.16, N12. P.2471.
28. Сынах В.С., Ткаченко В.А. //Взаимодействие электромагнитных излучений с плазмой: Тез. докл. 4-й всесоюз. конф. Ташкент, 1985. С.150.
29. Никонов С.В., Осипов А.П., Рахимов А.Е. //Квант. электроника. 1979. Т.6, №6. С.1258.
30. Александров Д.И., Блинов Л.М., Дианов Е.М., Лебедев Ю.А. //Физика плазмы. 1986. Т.12, №8. С.1002.
31. Masek K., Rohlena K. //Czech. J. Phys. 1984. V.34B, N11. P.1227.
32. Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П. //ИФЖ. 1987. Т.52, №1. С.95.
33. Карфидов Д.Н. //Физика плазмы. 1979. Т.5, №4. С.929.
34. Гуревич А.В. //Геомагнетизм и аэронаука. 1979. Т.19, №4. С.633.
35. Борисов Н.Д., Гуревич А.В., Милих Г.М. Искусственная ионизированная область в атмосфере. М., 1986.
36. Пономаренко А.Г., Тищенко В.Н., Швейгерт В.А. //ТВТ. 1987. Т.25, №4. С.787.
37. Мнацаканян А.Х., Найдис Г.В. //Физика плазмы. 1976. Т.2, №1. С.152.
38. Александров Н.Л., Сон Э.Е. //Химия плазмы /Под ред. Б.М.Смирнова. Вып.7. М.: Атомиздат, 1978. С.35.
39. Александров Н.Л., Кочетов И.В. //ТВТ. 1987. Т.25, №6. С.1062.
40. Paniccia F., Gorse C., Bretagne J., Capitelli M. //J. Appl. Phys. 1986. V.59, N12. P.4004.
41. Gorse C., Paniccia F., Bretagne J., Capitelli M. //J. Appl. Phys. 1986. V.59, N3. P.731.
42. Вихарев А.Л., Гильденбурге В.Б., Иванова О.А. и др. //Физика плазмы. 1986. Т.12, №12. С.1503.
43. Yoshida S., Phelps A.V., Pitchford L.S. //Phys. Rev. A. 1983. V.27, N6. P.2858.
44. Tzeng Y., Kunhardt E.E. //Phys. Rev. A. 1986. V.34. P.2148.
45. Opal C.B., Peterson W.K., Beaty E.C. //J. Chem. Phys. 1971. V.55, N8. P.4100.
46. Dutton J. //J. Phys. Chem. Ref. Data. 1975. V.4, N3. P.577.
47. Gallagher J.W., Beaty E.C., Dutton J., Pitchford L.C. //J. Phys. Chem. Ref. Data. 1983. V.12, N1. P.109.
48. Напартович А.П., Наумов В.Г., Шашков В.М. //ДАН СССР. 1977. Т.232, №3. С.570.
49. Лондер Я.И., Менахин Л.П., Попов Г.Л., Ульянов К.Н. //ЖТФ. 1979. Т.49, №11. С.2490.
50. Басов Н.Г., Зворыкин В.Д., Ковш И.Б. и др. //ЖТФ. 1984. Т.54, №7. С.1294.
51. Дерюгин А.А., Кочетов И.В., Лобойко А.И. и др. //Физика плазмы. 1988. Т.14, №3. С.543.
52. Кочетов И.В., Наумов В.Г., Певгов В.Г., Шашков В.М. //Квант. электроника. 1979. Т.6, №7. С.1446.
53. Лондер Я.И., Менахин Л.П., Ульянов К.Н. //ТВТ. 1981. Т.19, №4. С.720.
54. Лобачов А.Н., Лондер Я.Б., Менахин Л.П., Ульянов К.Н. //ТВТ. 1981. Т.19, №5. С.1097.
55. Kieffer L.J. A Compilation of Electron Collision Cross Section Data for Modeling Gas Discharge Lasers, 1973, JILA Int. Ctr. Rep. 13.
56. Александров Н.Л., Кочетов И.В., Напартович А.П. //ХВЭ. 1986. Т.20, №4. С.291.
57. Киреев Е.П., Минин В.В., Яценко Б.П. //Тезисы докл. 4-й всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Ленинград, 1983. Т.2. С.317.
58. Yamabe C., Buckman S.J., Phelps A.V. //Phys. Rev. A. 1983. V.27, N3. P.1345.

59. Phelps A. V., Fitchford L. C. //Phys. Rev. A. 1985. V.31, N5. P.2932.

60. Кочетов И.В., Певгов В.Г., Полак Л.С. и др. //Плазмохимические реакции /Под ред. Л.С.Полака; ИХС АН СССР. М., 1979. С.645.

61. Александров Н.Л., Кончаков А.М., Сон Э.Е. //Физика плазмы. 1978. Т.4, №1. С.169.

62. Lawton S.A., Phelps A. V. //J. Chem. Phys. 1978. V.69, N3. P.1050.

63. Исламов Р.Ш., Кочетов И.В., Певгов В.Г. Препринт ФИАН №169. М., 1977.

64. Исламов Р.Ш., Конев Ю.Б., Липатов Н.И., Пашикин П.П. Препринт ФИАН №50. М., 1982.

65. Гальцев В.Е., Демьянов А.В., Кочетов И.В. и др. Препринт ИАЭ-3156. М., 1979.

66. Демьянов А.В., Кочетов И.В., Куркин С.М. и др. //ТВТ. 1982. Т.20, №1. С.6.

67. Lando M., Rozenberg Z., Rokni M. //J. Appl. Phys. 1987. V.61, N4. P.1667.

68. Словецкий Д.И., Дерюгин А.А. //Химия плазмы /Под ред. Б.М.Смирнова. Вып. 13. М.: Энергоиздат, 1987. С.240.

69. Лондер Я.И., Менахин Л.П., Ульянов К.Н. //ТВТ. 1980. Т.18, №2. С.424.

70. Petrovic Z.Lj., Strompton R.W. //Aust. J. Phys. 1987. V.40, N3. P.347.

71. Гальцев В.Е., Кочетов И.В., Певгов В.Г., Словецкий Д.И. //Химические реакции в неравновесной плазме /Под ред. Л.С.Полака. М.: Наука, 1983. С.31.

72. Дерюгин А.А., Кочетов И.В., Липатов Н.И. и др. Препринт ФИАН №24. М., 1984.

73. Rockwood S.D. //Phys. Rev. A. 1973. V.8, N5. P.2348.

74. Rockwood S.D. //J. Appl. Phys. 1974. V.45, N12. P.5229.

75. Мнацаканян А.Х., Найдис Г.В., Штернов Н.П. //Квант. электроника. 1978; Т.5, №3. С.597.

76. Hayashi M., Nimura T. //J. Appl. Phys. 1983. V.54, N9. P.4879.

77. Александров Н.Л., Кочетов И.В., Напартович А.П. и др. //Физика плазмы. 1980. Т.6, №6. С.1365.

78. Власов М.Н., Кочетов И.В., Мишин Е.В. и др. Препринт ИЗМИРАН № 25 (338). М., 1981.

79. Wadchra J.M., Bardsley J.N. //Phys. Rev. Lett. 1978. V.41, N26. P.1795.

80. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980.

81. Бункин С.Б., Исламов Р.Ш., Конев Ю.Б., Кочетов И.В. //Квант. электроника. 1982. Т.9, №7. С.1442.

82. Кочетов И.В., Курносков А.К., Лобойко А.И. и др. Препринт ИАЭ-4014. М., 1984.

83. Белых А.Д., Бердышев А.В., Гурашвили В.А. и др. //Квант. электроника. 1987. Т.14, №5. С.982.

84. Ликальтер А.А., Найдис Г.В. //Химия плазмы. Вып.8 /Под ред. Б.М.Смирнова. М.: Атомиздат, 1981. С.156.

85. Brau C.A. //Physica. 1972. V.58, N4. P.533.

86. Жданок С.А., Напартович А.П., Старостин А.Н. //ЖЭТФ. 1979. Т.76, №1. С.130.

87. Демьянов А.В., Жданок С.А., Кочетов И.В. и др. //ПИТФ. 1981. Т.3, №1. С.5.

88. Treanor E.E., Rich J.W., Rehm R.G. //J. Chem. Phys. 1968. V.48, N4. P.1798.

89. Напартович А.П., Новобранцев И.В., Старостин А.Н. //Квант. электроника. 1977. Т.4, №10. С.2125.

90. Оравский А.Н., Сучков А.Ф., Шебеко Ю.Н. Кратк. сообщ. по физике. 1978. №1. С.32.

91. Демьянов А.В., Кочетов И.В., Напартович А.П. и др. //ТВТ. 1980. Т.18, №5. С.918.

92. Демьянов А.В., Кочетов И.В., Напартович А.П., Старостин А.Н. //ТВТ. 1984. Т.22, №2. С.216.

93. Powell H.T. //J. Chem. Phys. 1975. V.63, N7. P.2635.

94. Конев Ю.Б., Кочетов И.В., Певгов В.Г., Шарков В.Ф. Препринт ИАЭ-2821. М., 1977.

95. Жданок С.А., Напартович А.П., Старостин А.Н. //ДАН СССР. 1978. Т.24, №1. С.76.
96. Сучков А.Ф., Шебеко Ю.Н. //ХВЭ. 1981. Т.15, №1. С.279.
97. Акишев Ю.С., Демьянов А.В., Кочетов И.В. и др. //ТВТ. 1982. Т.20, №5. С.818.
98. Баянский С.И., Верецагин К.А., Бергзе В. и др. //Квант. электроника. 1984. Т.11, №9. С.1833.
99. Валянский С.И., Верецагин К.А., Болков А.Ю. и др. //Квант. электроника. 1984. Т.11, №9. С.1835.
100. Девятов А.А., Доленко С.А., Рахимов А.Т. и др. //ЖЭТФ. 1986. Т.90, №2. С.429.
101. Rapp D., Englander-Golden P. //J. Chem. Phys. 1964. V.40, N2. P.573.
102. Billing G.D., Fisher E.R. //Chem. Phys. 1979. V.43, N3. P.395.
103. Подобедов В.Б. Автореферат дис. ... канд. ф.-м.н. /ИСАН. М., 1980.
104. Демьянов А.В., Кочетов И.В., Певгов В.Г., Шарков В.Ф. Препринт ИАЭ-3157. М., 1979.
105. Дерюгин А.А., Котельников Д.С., Кочетов И.В. и др. //Физика плазмы. 1986. Т.12, №9. С.1081.
106. Гершензон Ю.М., Никитин Е.Е., Розенштейн В.Б., Уманский С.Я. //Химия плазмы. Вып. 5 /Под ред. Б.М.Смирнова. М.: Атомиздат, 1978. С.3.
107. Гершензон Ю.М., Розенштейн В.Б., Уманский С.Я. //Химия плазмы. Вып. 4 /Под ред. Б.М.Смирнова. М.: Атомиздат, 1977. С.61.
108. Елецкий А.В., Палкина Л.А., Смирнов Б.М. Явления переноса в слабоионизованной плазме. М.: Атомиздат, 1975.
109. Лосев С.А., Макаров В.Н. //Квант. электроника. 1985. Т.12, №8. С.1628.
110. Кочетов И.В., Курносоев А.К., Напартович А.П. //ИФЖ. 1987. Т.53, №6. С.937.
111. Королева И.Л., Напартович А.П., Старостин А.Н. //ТВТ. 1983. Т.21, №5. С.852.
112. Лобанов А.Н., Степанов В.В., Ульянов К.И. //ТВТ. 1984. Т.3, №6. С.1147.
113. Бердышев А.В., Кочетов И.В., Напартович А.П. //Химическая физика. 1987. Т.11, №4. С.938.
114. Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.
115. Словецкий Д.И. Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. М.: Наука, 1980.
116. Басиев А.Г., Голубев А.А., Гурашвили В.А., Изюмов С.В. //ЖТФ. 1980. Т.50, №8. С.1740.
117. Ионих Ю.З., Куранов А.Л., Лобанов А.Н., Старенкова Л.С. //Оптика и спектроскопия. 1986. Т.60, №4. С.727.
118. Delone R.L., Rich J.W. //Chem. Phys. 1986. V.107, N2. P.283.
119. Демьянов А.В., Дятко Н.А., Кочетов И.В. и др. //Физика плазмы. 1986. Т.12, №3. С.623.
120. Plain A., Gorse C., Cacciatore M. e.a. //J. Phys. B: Atom. Mol. Phys. 1985. V.18, N4. P.843.
121. Gorse C., Capitelli M. Chem. Phys. 1984. V.85, N2. P.177.
122. Бердышев А.В., Кочетов И.В., Напартович А.П. //Физика плазмы. 1988. Т.14, №8. С.917.

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА НЕРАВНОВЕСНОГО ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА В ВОЛНОВЫХ ПОЛЯХ

*А. Л. Вихарев, В. Б. Гильденбург, А. В. Ким,
А. Г. Литвак, В. Е. Семенов*

В данном обзоре суммированы и обобщены результаты теоретических и экспериментальных исследований в области динамики и структуры свободно локализованного неравновесного разряда, создаваемого в газах полями мощного высокочастотного излучения. Термином "неравновесный" мы обозначаем здесь разряд с горячими электронами и холодными молекулами (температура электронов $T_e \geq 10^4$ °К, температура газа $T_m \sim 300$ °К). Обзор в основном базируется на работах [1-27], выполненных в этой области за последние 15 лет в НИРФИ и ИПФ АН СССР.

Ранее выполненные исследования (включая работы по лазерной искре [28], шнуровым разрядам в резонаторах [29,30] и разрядам в атмосфере Земли [31]) касались в основном либо условий возникновения пробоя газа, либо термического режима поддержания ионизации. Неравновесный режим, реализующийся на первых послепробойных стадиях любого разряда, а в ряде практически интересных случаев представляющий собой его единственно возможную форму, первоначально исследовался лишь в некоторых частных аспектах [32,33], не касающихся многих важных сторон проблемы (например, таких, как динамика и стационарные режимы разряда в сходящихся волнах, мелкомасштабное дробление разряда и т.д.). Между тем, без достаточно полного анализа процессов на неравновесной стадии, вообще говоря, невозможно выяснить и характер последующей эволюции разряда. В частности, для определения скорости (и самой возможности) перехода разряда в режим термической ионизации необходимо знание высоты и длительности пика элект-

гронной концентрации в волне пробоя. С другой стороны, именно неравновесный режим может представлять основной интерес для ряда обсуждаемых в последние годы важных прикладных проблем – таких, как повышение энергоемкости рабочей среды газовых лазеров [34,35] и плазмохимических реакторов [36] и создание искусственной ионизованной области в атмосфере Земли [3,18,31,37–43]*.

Настоящая работа состоит из четырех разделов. Теоретические результаты излагаются в разд. 1–3, экспериментальные – в разд. 4. В теоретической части, основываясь на простых кинетических моделях, обычно применяемых для описания процессов неравновесной (неизотермической) ионизации в переменных полях [28,33,49,50], основное внимание уделено вопросам электродинамики разряда, выступающим в исследуемых явлениях на передний план. Сам разряд превращается при таком подходе в некий своеобразный объект нелинейной физики, а исследование его динамики и структуры сводится к исследованию совместной эволюции (или самосогласованных стационарных распределений) электромагнитного поля и разрядной плазмы при определенных (хотя и достаточно специфических) типах нелинейности. В качестве исходного уравнения, описывающего кинетику ионизации, рассматриваем уравнение баланса электронов, считая выполненными следующие упрощающие предположения.

1. Основным источником электронов в разряде является ионизация молекул электронным ударом. Сторонние источники имеют малую мощность и ответственны лишь за присутствие в газе необходимых для возникновения пробоя "заправочных" электронов.

2. Потери электронов определяются в общем случае тремя процессами: прилипанием к нейтральным молекулам (с последующей быстрой ион-ионной рекомбинацией), амбиполярной диффузией** и прямой электрон-ионной рекомбинацией.

* Первые отдельные наблюдения неравновесного разряда в волновых СВЧ-пучках были осуществлены еще в начале 60-х годов [44, 45]. В последние годы, наряду с работами, составившими основу настоящего обзора, исследования такого разряда проводились также в работах [46 – 48].

** Термодиффузию электронов для простоты не учитываем, относя тем самым проводимое рассмотрение либо к ситуациям (достаточно типичным для разряда в волновом поле), когда градиенты температуры гораздо слабее градиентов концентрации, либо к модели газа, в которой термодиффузионное отношение достаточно мало (см. [33], с. 260).

3. Нейтральные молекулы на характерных макровременах процесса не нагреты и в основном не возбуждены. Благодаря малой скорости энергообмена электронов с тяжелыми частицами такое состояние газа в разряде при невысокой степени ионизации может сохраняться достаточно долго*.

4. Процессы нагрева электронов полем являются локальными и достаточно быстрыми в масштабах характерной длины (L_E) и времени (τ_E) изменения амплитуды электрического поля: средняя длина ($\rho_e = \rho_{св} / \sqrt{\delta_T}$) и время ($\tau_e = 1 / \nu \delta_T$) релаксации энергии электронов удовлетворяют условиям

$$\rho_e \ll L_E, \quad \omega^{-1} \ll \tau_e \ll \tau_E$$

($\rho_{св}$ и ν — длина свободного пробега и частота соударений электронов; δ_T — доля энергии, теряемая электроном при соударении; ω — частота поля).

Сделанные предположения, как правило, принимаемые в большинстве исследований по теории высокочастотного пробоя и выполняющиеся в широкой области параметров неравновесного разряда, позволяют отвлечься от ряда сложных и не вполне выясненных вопросов кинетики элементарных процессов, полнее сосредоточившись на собственно электродинамическом аспекте проблемы. В частности, они дают возможность рассматривать частоту ионизации ν_i в уравнении баланса (зависящую от температуры и других функционалов энергетического распределения электронов и молекул) как заданную (для данного рода газа, давления p и частоты поля ω) быстрорастущую функцию амплитуды электрического поля $|E|$ (см., например, [32,41,47,49]). Другие коэффициенты в уравнении баланса (частоту прилипания ν_a , коэффициент рекомбинации α_r , коэффициент диффузии D), зависящие от $|E|$ гораздо слабее, там, где это может послужить упрощению анализа, не меняя качественной стороны исследуемых эффектов, считаем (для данного рода газа и давления) постоянными.

Рассматриваемые далее модели разряда носят достаточно общий характер и могут относиться к различным газам и различным диапазонам частот электромагнитного излучения. Однако при проведении конкретных оценок будем, как правило, ориентироваться на значения параметров, характерные для СВЧ-разряда в воздухе, имея в виду, в частности, возможные применения

* Выйдем за рамки этого предположения лишь при анализе ионизационно-нагревной неустойчивости (п. 3.4), характеризуемой весьма малыми временами нагрева газа.

результатов к разрядам в открытых и экранированных волноводных трактах, а также к проблеме создания искусственной ионизованной области в атмосфере. В типичной для пробоя и неравновесного разряда области температур электронов ($T_e \sim 3$ эВ) параметры, определяющие скорости элементарных процессов в воздухе, таковы [33,42,49,51] (давление p всюду приводится в торах):

$$\text{Частота соударений электронов} \quad \nu_e (\text{с}^{-1}) \approx 5 \cdot 10^9 p,$$

$$\text{Частота диссоциативного прилипания} \quad \nu_a \approx 10^{-5} \nu_e,$$

$$\text{Коэффициент амбиполярной диффузии} \quad D = T_e / M \nu_{i,m} \approx 10^4 p^{-1} (\text{см}^2/\text{с})$$

(T_e — температура электронов, M — масса иона,

$\nu_{i,m}$ — частота соударений ионов с молекулами),

$$\text{Коэффициент диссоциативной рекомбинации} \quad \alpha_n (\text{см}^3/\text{с}) \approx 10^{-8}.$$

Средняя доля энергии, теряемая электроном при соударении, определяется в основном неупругими ударами, возбуждающими колебательные и электронные уровни молекул:

$$\delta_T \approx 2 \cdot 10^{-2}.$$

Характерное время накачки энергии в газ $\tau_k(t) = \frac{N_m}{\delta_T \nu N} \approx 3 \cdot 10^8 / N$ (см^{-3}) (N — концентрация электронов, N_m — концентрация молекул); если эта величина не превышает времени охлаждения газа за счет процессов теплопроводности и конвекции (свободной или вынужденной), ее можно принять в качестве приближенной оценки длительности пребывания разряда в неравновесном режиме.

Величина амплитуды поля, для которой $\nu_i = \nu_a$ ("пробойное" поле в отсутствие диффузии), $E_c (\text{В}/\text{см}) \approx 40 p (1 + \omega^2/\nu^2)^{1/2}$; в области $E \approx E_c$ (соответствующей температурам $T_e \approx 2 \div 3$ эВ) показатель крутизны амплитудной зависимости частоты ионизации $\beta = (E/\nu_i) d\nu_i/dE \approx 5$. Часто используемая степенная аппроксимация: $\nu_i(E) = \nu_a (E/E_c)^\beta$. При более высоких температурах электронов (соответствующих значениям $E/E_c \approx 3 \div 5$) показатель β снижается до $\beta \sim 2-3$.

Уравнение баланса электронов образует вместе с уравнениями электромагнитного поля (в которых диэлектрическая проницаемость разрядной плазмы ϵ выражена через электронную концентрацию N) замкнутую систему нелинейных уравнений, решение которой (при заданных начальных условиях и сторонних источниках излучения) определяет всю пространственно-временную эволюцию разряда. Различные физические модели, для которых найдены решения такого рода, и рассматриваются в разд. 1-3.

Общая картина исследуемого явления представляется следующей. Появление в какой-либо области газовой среды сильного переменного поля вначале приводит к быстрому нагреву имеющихся в ней первичных электронов, часть которых приобретает энергию, превышающую потенциал ионизации молекул. Если число этих быстрых электронов (определяемое величиной амплитуды поля) достаточно велико, частота ионизации превышает частоту потерь электронов и в газе идет лавинообразный процесс пробоя, который может быть остановлен либо процессами рекомбинации, либо процессами, приводящими к снижению амплитуды поля (и зависящей от нее частоты ионизации) в образующейся плазме. Во втором случае, имеющем наибольший практический и теоретический интерес и составляющем главный предмет нашего исследования, разряд либо эволюционирует к некоторому стационарному состоянию, либо приобретает сложную нестационарную (возможно, стохастическую) структуру.

1. СТАЦИОНАРНЫЕ СТРУКТУРЫ РАЗРЯДА

Анализ поведения любой нелинейной динамической системы естественно начинать с отыскания ее возможных стационарных состояний, отвлекать на первых этапах исследования от важных вопросов их установления и устойчивости. В этом разделе описываются стационарные структуры неравновесного разряда ($T_m \approx 300^\circ\text{K}$), поддерживаемого волновыми и квазистатическими полями различной конфигурации.

1.1. Разряд с заданным уровнем нелинейного ограничения амплитуды поля. Обратная электродинамическая задача

Характер самосогласованных стационарных распределений поля и плазмы в высокочастотном разряде определяется, в первую очередь, видом локальной зависимости электронной концентрации N от амплитуды поля $|E|$ в той области значений $|E|$, где плазма начинает вносить в поле заметные возмущения. Ввиду того что частота ионизации ν_i является быстро-растущей функцией амплитуды, определяемая из условия локального баланса частиц зависимость $N(|E|)$ носит, как правило, ярко выраженный пороговый характер: величина N ничтожно мала при значениях $|E|$, меньших некоторой пороговой ("пробойной") амплитуды E_c , и резко возрастает до весьма больших значений, соответствующих сильному ослаблению поля

образовавшейся плазмой, уже при малом превышении величины E_c . Представляется естественным аппроксимировать такую зависимость прямоугольной нелинейной характеристикой

$$N = \begin{cases} 0 & \text{при } |E| < E_c, \\ \infty & \text{при } |E| > E_c, \end{cases} \quad (1.1)$$

фиксирующей амплитуду поля в разряде на заданном, не зависящем от координат "пробойном" уровне $|E| = E_c$. В частности, для разряда в электроотрицательных газах (частота прилипания электронов $\nu_d \neq 0$) такая аппроксимация соответствует пренебрежению в балансе частиц процессами диффузии и рекомбинации и записи условия стационарности (определяющего амплитуду E_c) в виде *

$$\nu_c(|E|) = \nu_d. \quad (1.2)$$

Отыскание структуры разряда сводится при таком подходе к решению некоторой обратной задачи электродинамики [1-7]: при заданных сторонних источниках поля (или заданных характеристиках падающего на область разряда внешнего электромагнитного излучения) требуется найти такое распределение концентрации электронов в пространстве $N(\vec{r})$, чтобы решение уравнений Максвелла удовлетворяло условиям

$$|E| = \text{const} = E_c \quad \text{при } N > 0, \quad (1.3)$$

$$|E| < E_c \quad \text{при } N = 0. \quad (1.4)$$

Конкретизируем сформулированную задачу применительно к разряду, поддерживаемому поперечным электрическим полем $\vec{E} = \vec{E}_0 E(\vec{r}) e^{i\omega t}$ ($\text{div } \vec{E} = 0$, $\vec{E} \nabla N = 0$; \vec{E}_0 - постоянный единичный вектор), комплексная амплитуда которого описывается скалярным уравнением Гельмгольца с переменным волновым числом

$$\Delta E + \kappa^2 \epsilon(\vec{r}) E = 0. \quad (1.5)$$

Здесь $\kappa = \omega/c = 2\pi/\lambda$ (λ - длина волны в вакууме), $\epsilon = 1 - n - i\tilde{\nu}$ - комплексная диэлектрическая проницаемость плазмы разряда, $\tilde{\nu} = \nu/\omega$ - отношение частоты соударений электронов ν к круговой частоте поля ω , n - электронная концентрация, отнесенная к критическому значению ($n = N/N_c = \omega_p^2 / (\omega^2 + \nu^2)$, $\omega_p^2 = 4\pi e^2 N/m$, $N_c = m(\omega^2 + \nu^2) / 4\pi e^2$, e и m - заряд и масса элект-

* Некоторые расчеты структуры разряда с $\nu_c \approx \nu_d$ проводились также ранее в приближении геометрической оптики для частного случая слабопоглощающей (не преломляющей) плазмы [32, 33].

трона), c — скорость света в вакууме. Записывая комплексную амплитуду поля в виде $E = |E| e^{i\varphi}$, получаем из уравнения (1.5) следующую систему уравнений для фазы φ и концентрации n в области разряда (где $|E| = \text{const}$):

$$(\nabla \varphi)^2 = \kappa^2 (1-n), \quad (1.6)$$

$$\Delta \varphi = \tilde{\gamma} \kappa^2 n, \quad (1.7)$$

или эквивалентное ей уравнение для фазы

$$\Delta \varphi + \tilde{\gamma} (\nabla \varphi)^2 = \tilde{\gamma} \kappa^2, \quad (1.8)$$

которое заменой $\tilde{\gamma} \varphi = \tilde{\gamma} n \psi$ приводится к линейному

$$\Delta \psi - \alpha^2 \psi = 0, \quad \alpha = \tilde{\gamma} \kappa = \gamma / c. \quad (1.9)$$

Из уравнения (1.6), совпадающего с геометрикооптическим уравнением эйконала, следует, что концентрация электронов в разряде (в рамках рассматриваемой скалярной задачи) не может превышать критическую: $n \leq 1$.

Вне области разряда поле описывается уравнением (1.5) с $\varepsilon = 1$ и должно быть связано с полем внутри условием непрерывности амплитуды E и ее нормальной производной на границе, положение которой заранее, вообще говоря, неизвестно и определяется в конечном счете (вместе со всей структурой $n(\vec{r})$) угловым распределением и мощностью внешнего падающего излучения,

1.2. Разряд в симметричных сходящихся волнах

Построим решения системы (1.6), (1.7) для разрядов с простейшими типами симметрии в полях плоских, цилиндрических и сферических сходящихся волн, отдавая себе, разумеется, отчет в том, что исходное уравнение (1.5) может рассматриваться как точное только для волн типа TE (ε -поляризации) в плоскостойких структурах и волн с электрическим полем E_x , параллельным оси симметрии x цилиндрического разряда. Что касается сферических волн, то для них использование уравнения (1.5) означает переход к приближенной скалярной модели, по-видимому пригодной для описания реальных векторных полей в некоторых областях пространства при малой длине волны (о цилиндрической волне с азимутальным полем $E = E_\theta$ см. разд. 1.3).

Для перечисленных трех задач (одномерной, цилиндрической, сферической) из системы (1.6), (1.7) может быть исключена фаза и получено одно нелинейное уравнение для концентрации:

$$\frac{1}{r^s} \frac{d}{dr} (r^s \sqrt{1-n}) = \alpha r, \quad (1.10)$$

где r – расстояние до фиксированной плоскости, до оси или до центра – соответственно $s = 0, 1, 2$. Выбор в уравнении (1.10) положительного знака перед корнем отвечает волне, распространяющейся в направлении уменьшения r ($d\varphi/dr > 0$). Решая данное уравнение при условии $0 \leq n \leq 1$ (или эквивалентное линейное уравнение (1.9) для функции ψ) в каждом из трех случаев получаем [1-4]:

а) одномерный (плоскостной) разряд, создаваемый двумя плоскими волнами, распространяющимися навстречу друг другу в направлениях $\pm r$ ($s = 0, r \rightarrow |r|$):

$$n = \text{ch}^{-2} \alpha r \quad (\psi = \text{ch} \alpha r); \quad (1.11)$$

б) разряд в сходящейся симметричной цилиндрической волне ($s = 1$):

$$n = 1 - I_1^2(\alpha r) I_0^{-2}(\alpha r) \quad (\psi = I_0(\alpha r)), \quad (1.12)$$

где I_0, I_1 – модифицированные функции Бесселя;

в) разряд в сходящейся симметричной сферической волне ($s = 2$):

$$n = 1 - \left(\text{cth} \alpha r - \frac{1}{\alpha r} \right)^2 \quad \left(\psi = \frac{1}{r} \text{sh} \alpha r \right). \quad (1.13)$$

Во всех трех случаях концентрация монотонно убывает от критического значения в центре ($n = 1$ при $r = 0$) до нуля при $r \rightarrow \infty$ с одним и тем же характерным размером спада $L = \alpha^{-1} = c/\omega$. На больших расстояниях ($\alpha r \gg 1$) в цилиндрической и сферической волнах $n = s/r$, а в плоских волнах $n = 4 \exp(-\alpha |r|)$.

Весьма важен вопрос о возможности сопряжения построенных распределений с областью, не занятой разрядом, на конечных расстояниях. Очевидно, в предположении полного отсутствия диффузии это сопряжение можно провести путем обрезания найденных структур при любом $r = r_0$ ($n(r) = 0$ при $r > r_0$) и сшивания полей на границе. Учитывая, что внутри разряда ($r < r_0$) $|E| = E_c = \text{const}$, а фаза определена уравнением (1.6), из требования непрерывности поля E и его производной по r при $r = r_0$ получаем следующие граничные условия для модуля и фазы поля во внешней области:

$$|E| = E_c, \quad \frac{d|E|}{dr} = 0, \quad \frac{d\varphi}{dr} = k \sqrt{1-n(r_0)}. \quad (1.14)$$

Эти условия позволяют связать координату границы r_0 с амплитудой или мощностью падающей волны и определить долю поглощаемой разрядом мощности Q . В частности, при условии $kr_0 \gg \xi$, записывая поле падающей волны в виде

$$E = \frac{A_0}{r^{5/2}} e^{\pm r} [i(\omega t + kr)] \quad (1.15)$$

и учитывая, что для выполнения условий (1.14) фазы падающей и отраженной волн на границе должны совпадать, находим

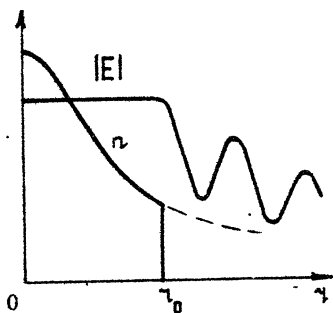
$$\frac{2A_0}{r_0^{5/2} \{1 + [1 - n(r_0)]^{1/2}\}} = E_c, \quad (1.16)$$

$$Q = \frac{4 [1 - n(r_0)]^{1/2}}{\{1 + [1 - n(r_0)]^{1/2}\}^2}. \quad (1.17)$$

С ростом амплитуды падающей волны область, занятая разрядом, расширяется, величина концентрации на границе $n(r_0)$ убывает и доля поглощаемой мощности приближается к 100%. Заметим, что для существования стационарного плоскостойкого разряда ($\xi = 0$) необходимо, чтобы волны падали на него с обеих сторон, а их амплитуды E_1, E_2 удовлетворяли условиям $E_{1,2} < E_c$, $E_1 + E_2 > E_c$.

Во внешней области ($r > r_0$), где поле представляет собой суперпозицию падающей (сходящейся) и отраженной (расходящейся) волн, его суммарная амплитуда является осциллирующей функцией координаты r , нигде не превышающей пробойного значения E_c . Для сферических и цилиндрических волн абсолютный максимум амплитуды E_c достигается на границе, последующие максимумы (при $r > r_0$) более низкие (рис. 1). Для плоских волн максимумы (повторяющиеся через $\lambda/2$) одинаковы и равны E_c . С последним обстоятельством связана очевидная неоднозначность решения для плоскостойкого разряда, снимаемая лишь при переходе к более реалистическим неоднородным моделям (например, пересекающимся волновым пучкам конечной ширины — см. разд. 1.7). Поэтому найденное одномерное решение (1.11) (так же как и проведенное ниже обобщение его на случай плоских волн с непараллельными волновыми фронтами) скорее следует рассматривать как некую элементарную структуру, на базе которой могут строиться различные реальные квазиодномерные распределения.

Что касается найденных выше радиально-симметричных структур, то их, по-видимому, можно рассматривать как модели неравновесного бездиффузионного разряда, зажигаемого в пуч-



Р и с. 1. Распределения поля и концентрации электронов в радиально-симметричном разряде конечных размеров

ности симметричной моды полого резонатора или в фокальной области круто сходящегося волнового пучка, формируемого с помощью короткофокусной линзы или зеркала.

1.3. Разряд в пересекающихся плоских волнах и вблизи цилиндрической каустики

Полученные решения можно обобщить (в рамках задач с теми же типами симметрии разряда) на случай волновых полей, фаза которых меняется вдоль границы плазмы. Простейшим примером структуры такого рода является разряд в поле двух плоских ТЕ-волн, распространяющихся под углом друг к другу.

Пусть волновые векторы обеих волн в вакууме образуют между собой угол $2\theta_0$ и лежат в плоскости (x, y) , перпендикулярной вектору электрического поля \vec{E} . Тогда фаза поля записывается в виде

$$\varphi(x, y) = \varphi_1(x) + ky \cos \theta_0. \quad (1.18)$$

Как нетрудно показать, решение (1.11) заменяется при этом на

$$n(x) = \frac{\sin^2 \theta_0}{ch^2(\alpha x \sin \theta_0)}, \quad (1.19)$$

т.е. максимальная концентрация снижается до величины $n(0) = \sin^2 \theta_0$, соответствующей уровню полного отражения волны, а масштаб изменения плотности $L = c / \omega \sin \theta_0$ возрастает.

В качестве более сложного примера, позволяющего дать описание структуры ионизованной области вблизи каустической поверхности, рассмотрим цилиндрически-симметричный разряд, создаваемый вращающейся цилиндрической волной с высоким азимутальным индексом $m \gg 1$. В отсутствие пробоя ее поле (параллельное продольной оси) может быть записано в виде

$$E = E_0 J_m(\kappa r) \exp[i(\omega t - m\theta)], \quad (1.20)$$

где θ — азимутальный угол. Соответствующая этому полю система геометрикооптических лучей образует каустику на поверхности цилиндра радиуса $r_c = m/\kappa$. Подставляя фазу самосогласованного поля при наличии разряда

$$\varphi = \varphi_1(r) - m\theta \quad (1.21)$$

в уравнения (1.6), (1.7), получаем

$$\left(\frac{d\varphi_1}{dr}\right)^2 = \kappa^2(1-n) - (m/r)^2, \quad (1.22)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \sqrt{1 - (m/\kappa r)^2 - n} \right] = \tilde{\omega} \kappa n. \quad (1.23)$$

Ввиду положительности n эти уравнения не могут выполняться в области $r < m/\kappa$, следовательно, разряд в этом случае должен иметь внутреннюю границу $r = r_i \geq m/\kappa$. При $r < r_i$ концентрация $n = 0$, а поле определяется выражением вида (1.20) и удовлетворяет условию $|E| < E_c$. Граничные условия $d|E|/dr = 0$, $d\varphi_1/dr = 0$ позволяют найти положение границы $r = r_i$ и граничное значение концентрации $n_i = n(r_i + 0)$:

$$\kappa r_i = \mu_m, \quad n_i = 1 - (m/\mu_m)^2, \quad (1.24)$$

где μ_m — первый отличный от нуля корень уравнения $J'_m(x) = 0$. При $m \gg 1$

$$\mu_m = m + 0,81 m^{1/3}, \quad n_i = 1,62 m^{-2/3}, \quad (1.25)$$

Функция $n(r)$ в области $r > r_i$ может быть выражена через функции Бесселя с мнимым индексом, решение уравнения (1.9) в данном случае должно быть выбрано в виде $\varphi = \exp(i m \theta) \times J_{i, m \tilde{\omega}}(\tilde{\omega} r)$. Ввиду отсутствия достаточно простого и наглядного представления этих функций ограничимся здесь приближенным анализом поведения функции $n(r)$ непосредственно на основании уравнения (1.23).

В отсутствие соударений ($\tilde{\omega} = 0$), как следует из (1.23), при $r > r_i$

$$n = n_0(r) = 1 - (m/\kappa r)^2. \quad (1.26)$$

При $\tilde{\omega} \neq 0$ функция $n(r)$ сначала близка к функции $n_0(r)$ (при $r = r_i$ производная dn/dr не зависит от $\tilde{\omega}$), но с ростом r все более от нее отклоняется (в сторону уменьшения), и

чем больше $\tilde{\nu}$, тем раньше это отклонение становится заметным.

В области $n \ll n_0$, пренебрегая величиной n под корнем в уравнении (1.23), получаем для n выражение

$$n = \frac{m^2}{\tilde{\nu}(k\tau)^3} \left[1 - \left(\frac{m}{k\tau} \right)^2 \right]^{-1/2} + \frac{1}{\tilde{\nu}k\tau} \left[1 - \left(\frac{m}{k\tau} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (1.27)$$

имеющее вдали от каустики ($k\tau \gg m$) ту же асимптотику $n = (\tilde{\nu}k\tau)^{-1}$, что и в рассмотренном выше случае симметричной волны с $m = 0$.

При $\tilde{\nu} \gg 1$ разряд в основном локализован в прикаустической зоне. Приближенное решение уравнения (1.23) в области $\tau \approx \tau_i$ в этом случае можно найти, полагая в его левой части $\tau = \text{const} = \tau_i$. В области $x = \tau - \tau_i \ll m^{1/3} (6k\tilde{\nu})^{-1} n$ решение имеет вид

$$n = \frac{n_i}{ch^2(x/L)}, \quad L = (\tilde{\nu}k\sqrt{n_i})^{-1} = 0,79 m^{1/3} c/\nu, \quad (1.28)$$

а вне этой области переходит в выражение (1.27).

При уменьшении $\tilde{\nu}$ максимум концентрации возрастает и отодвигается от границы. В случае $\tilde{\nu} \ll 1$ качественную оценку максимума n_{max} и его координаты τ_{max} можно получить, определяя точку пересечения кривых (1.26) и (1.27). Результат существенно зависит от значения параметра $m\tilde{\nu} = \tau_c \nu / c$, равного отношению двух характерных длин задачи (радиуса кривизны каустики $\tau_c \approx \tau_i$ и длины поглощения c/ν):

$$n_{\text{max}} \approx 1 - (m\tilde{\nu})^2, \quad \tau_{\text{max}} \approx c/\nu \quad (m\tilde{\nu} \ll 1), \quad (1.29)$$

$$n_{\text{max}} \approx (m\tilde{\nu})^{-2/3} \gg n_i, \quad \tau_{\text{max}} - \tau_i \approx \frac{1}{2} \tau_i (m\tilde{\nu})^{-2/3} \quad (m\tilde{\nu} \gg 1). \quad (1.30)$$

Качественный вид кривых $n(\tau)$ при различных $\tilde{\nu}$ показан на рис. 2.

Положение внешней границы разряда τ_0 и поглощаемая мощность определяются по заданной амплитуде падающей волны теми же соотношениями (1.16), (1.17), что и в случае симметричной волны, но, разумеется, с соответствующим $n(\tau)$. Заметим, что при $m = 1$ рассмотренное решение описывает также разряд в симметричной цилиндрической волне с азимутальным электрическим полем $E = E_0$ (при этом $\mu_1 = 1,84$, $n_i = 0,605$).

1.4. Разряд в плоских волнах типа ТМ

Случай плоских волн типа ТМ (p -поляризации) даже в рамках принятой выше идеализации ($|\vec{E}| = \text{const}$ при $N \neq 0$) доступен аналитическому исследованию лишь в пределе бесконечно слабого поглощения ($\nu = 0$).

В декартовой системе координат x, y, z с единичными осями \vec{T}_0, \vec{x}_0 , параллельными соответственно градиенту концентрации $N(x)$ и вектору напряженности магнитного поля

$$\vec{H} = \vec{x}_0 H(x) \exp[i(\omega t - \alpha y)], \quad (1.31)$$

уравнение для функции $H(x)$ имеет вид

$$\epsilon \frac{d}{d\xi} \left(\epsilon^{-1} \frac{dH}{d\xi} \right) + (\epsilon - \alpha^2) H = 0. \quad (1.32)$$

Здесь $\xi = \kappa x$, $\alpha = \sin \bar{\theta}_0$, $\bar{\theta}_0 = \frac{\pi}{2} - \theta_0$ - угол падения волны на плоскость $x = \text{const}$, $\epsilon = 1 - N/N_c$. Подчиняя условию $|\vec{E}| = E_c$ электрическое поле в плазме

$$\vec{E} = -\vec{T}_0 \frac{\alpha}{\epsilon} H - \vec{y}_0 \frac{1}{i\kappa\epsilon} \frac{dH}{dx} \quad (1.33)$$

и дважды интегрируя при этом условии уравнение (1.32), находим [6]:

$$\left(\frac{dB}{d\xi} \right)^2 = \left(\frac{2\alpha B}{B+M} \right)^2 \left[4\alpha^2 (\alpha^2 - M - S^2) - (B+M - 2\alpha^2)^2 \right], \quad (1.34)$$

$$\epsilon = 2\alpha^2 B / (B+M), \quad (1.35)$$

где $B = |H|^2 / E_c^2$; M и S - константы интегрирования ($S = (H dH^*/d\xi - H^* dH/d\xi) / 2i\epsilon E_c^2$ - величина, пропорциональная плотности потока энергии в направлении x). Уравнение (1.34) решается в элементарных функциях:

$$B = 2\alpha^2 - M + A \cos 2\psi, \\ \alpha \xi = \psi + M(M^2 + 4\alpha^2 S^2)^{-1/2} \arctg(\gamma \tg \psi), \quad (1.36)$$

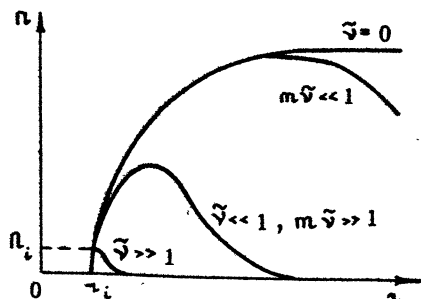


Рис. 2. Структура разряда, создаваемого вращающейся цилиндрической волной

$$A = 2\alpha (\alpha^2 - M - S^2)^{1/2}, \quad \gamma = [(2\alpha^2 - M - A)/(2\alpha^2 - M + A)]^{1/2}.$$

Полный анализ этого решения, определяющего согласно (1.35) возможные структуры $\varepsilon(\xi)$ и имеющего смысл в области $M + S^2 < \alpha^2$ ($\varepsilon \leq 1$), дан в работе [6]. В наиболее простом случае $S = 0$, когда волна является стоячей (по x),

$$\varepsilon = \alpha^2 \left(1 + a \cos \alpha \xi / \sqrt{1 - a^2 \sin^2 \alpha \xi} \right), \quad (1.37)$$

где $a = \text{const}$. При $a < 1$ имеем гладкие периодические структуры с $\varepsilon(\xi) > 0$, переходящие при $a \rightarrow 1$ в кусочно-однородные (со скачкообразными перепадами ε между значениями 0 и $2\alpha^2$). При $a > 1$ решения (1.37) существуют лишь на конечных интервалах переменной ξ , оставаясь на этих интервалах либо положительными ($2\alpha^2 \leq \varepsilon \leq 1$), либо отрицательными ($-\infty < \varepsilon \leq 0$).

Сопряжение найденных решений с неионизованной областью ($\varepsilon = 1$) в общем случае может осуществляться скачком с соблюдением требования непрерывности тангенциальных компонент полей и условия $|\vec{E}| \leq E_c$ для поля вне плазмы. При этом степень неоднозначности решения, описывающего структуру разряда при заданных амплитудах волн E_1, E_2 , падающих на него с разных сторон ($x \rightarrow -\infty$ и $x \rightarrow +\infty$), оказывается гораздо более высокой, чем в случае волн типа TE. В частности, если ограничиться рассмотрением структур типа сплошного уединенного слоя, то в волнах типа TE в рассматриваемом случае непоглощающей плазмы ($\nu = 0$) амплитуды E_1, E_2 связаны соотношением $E_1 + E_2 = E_c$, а единственным свободным параметром (становящимся определенным при любом конечном $\nu \neq 0$) является толщина слоя L_0 . В TM-волнах столь жесткой связи между E_1 и E_2 нет, а при заданных E_1, E_2 свободным параметром является не только толщина L_0 , но и плотность потока энергии S .

Устранить данную неопределенность решения можно, исследуя внутреннюю структуру самих скачков концентрации на границе, т.е. выйдя за рамки бездиффузионного приближения. Анализ диффузионной структуры свободного пограничного слоя разряда, проведенный далее в разд. 1.5, показывает, что в пределе слабой диффузии стационарный скачок плотности плазмы в волнах типа TM возможен только при вполне определенном соотношении между нормальной и тангенциальной компонентами электрического поля. Скачок в этом случае может разделять только неионизованную область ($\varepsilon = 1$) и закритическую плазму ($\text{Re } \varepsilon < 0$; при $\nu \rightarrow 0$ $\text{Re } \varepsilon \rightarrow 0$). Дополнительное

условие на обеих границах слоя, как следует из соотношений (1.64), (1.33), можно записать в виде

$$\alpha^2 B = \mu f(u), \quad (1.38)$$

где параметр $\mu \rightarrow 0$ при $\nu \rightarrow 0$, $u = |E_x|^2 / E_c^2 = \alpha^2 B / |\epsilon|^2$, $f(u)$ — некоторая монотонно убывающая функция. Конкретный вид зависимостей $\mu(\nu)$ и $f(u)$ определяется видом функции $\nu_i(|E|)$. На основании условий непрерывности полей E_y, H и условия (1.38) (с последующим предельным переходом $\mu \rightarrow 0$) анализируя связь параметров общего решения (1.36) с амплитудами падающих волн E_1, E_2 , можно показать, что при $E_1 = E_2$ толщина слоя

$$L_0 = \frac{2}{\alpha} \arccos(u_0 - 1), \quad u_0 = 4(1 - \alpha^2)E_1^2. \quad (1.39)$$

(В частности, при $E_1 = 1/4(1 - \alpha^2)$ $L_0 = \pi/\alpha$). При любом конечном значении разности $E_1 - E_2$ стационарное решение в пределе $\mu \rightarrow 0$ отсутствует.

Найденные решения могут быть распространены также на случай $\alpha = \sin \theta_0 > 1$. При этом они описывают свободно локализованный самоподдерживающийся плазменный волновод, направляющий прижатую к нему (и создающую его) медленную волну. Такого типа волноводы при наличии ионизационной нелинейности (в том числе и носящей пороговый характер) рассматривались в работе [7].

1.5. Структура свободного пограничного и тонкого изолированного слоев

Прямоугольная аппроксимация (1.2) нелинейной характеристики $N(|E|)$, приводящая к условию $|E| = E_c$ при $N \neq 0$, позволяет, как мы видели, построить аналитические решения для разрядов с простейшими типами симметрии. Важной задачей, однако, остается при этом анализ возмущений, обусловленных малыми локальными или нелокальными отклонениями характеристики $N(|E|)$ от прямоугольной. Учет этих возмущений определяет, в частности, структуру, а для ТМ-волн также и расположение свободных пограничных слоев разряда (в найденных выше решениях граница является абсолютно резкой) и вообще, как показано в данном разделе, вводит в теорию некоторый новый класс элементарных одномерных структур (типа переходных и изолированных слоев).

Записывая общее стационарное уравнение баланса электронов в виде

$$D \Delta N + (\nu_i - \nu_a) N - \alpha_r N^2 = 0, \quad (1.40)$$

проанализируем поочередно роль диффузионных (нелокальных) и рекомбинационных (локальных) поправок к прямоугольной нелинейной характеристике (соответствующей в рамках (1.40) условиям $D = 0$, $\alpha_r = 0$, $\nu_i = \nu_a$, $|E| = E_c$) для разрядов в полях типа TE ($\operatorname{div} \vec{E} = 0$, $(\vec{E} \nabla N) = 0$) и TM ($\operatorname{div} \vec{E} \neq 0$, $(\vec{E} \nabla N \neq 0)$).

Диффузионные слои в поперечном (TE) поле [9,10] ($\alpha_r = 0$, $D \neq 0$). Полагая диффузию достаточно слабой, ограничимся анализом одномерных структур, в которых $N = N(x)$

$$\vec{E} = \vec{x}_0 E(x) \exp[i(\omega t - h y)], \quad (1.41)$$

а характерные масштабы длины в соответствующей бездиффузионной задаче (длина волны в вакууме $\lambda_r = (\kappa^2 - h^2)^{-1/2} = (\kappa \cos \theta_0)^{-1}$ и длина поглощения в плазме $L_\nu = c / \nu \cos \theta_0$) превышают диффузионную длину прилипания электронов $L_D = \sqrt{D / \nu_a}$:

$$L_E = \min \{ \lambda_r, L_\nu \} \gg L_D. \quad (1.42)$$

В этих соотношениях $h = \kappa \sin \theta_0$ — предполагаемая заданной проекция волнового вектора в вакууме на плоскость $\vec{N} = \cos \theta_0 \vec{t}$, θ_0 — угол падения волны. Как будет ясно из дальнейшего, при выполнении (1.42) характерный масштаб исследуемой структуры l_d (толщина диффузионного слоя) для широкой области параметров заключен в пределах

$$L_E \gg l_d \gg L_D, \quad (1.43)$$

а величина $|E|$ в основной зоне ионизации, где концентрация не является пренебрежимо малой, мало отличается от своего критического ("пробойного") значения E_c , определяемого из условия стационарности $\nu_i = \nu_a$ в отсутствие диффузии. При этом величины D и $\nu_i - \nu_a$ в уравнении (1.40) могут быть заменены первыми отличными от нуля членами их разложений в степенной ряд в окрестности точки $|E| = E_c$, а отклонения $|E|$ от E_c явным образом выражены через концентрацию и ее вторую производную:

$$D = D(E_c) = \text{const}, \quad (1.44)$$

$$\nu_i - \nu_a = \beta \nu_{i0} (u - 1), \quad (1.45)$$

$$u = |E| / E_c = 1 - L_D^2 \frac{1}{\beta N} \frac{d^2 N}{dx^2}. \quad (1.46)$$

Здесь $\nu_{i0} = \nu_i(E_c) = \nu_a(E_c)$; $\beta = E_c [d(\nu_i/\nu_a)/d|E|]$ при $|E| = E_c$; для кислорода и воздуха $\beta \approx 5$.

Эквивалентные (1.5) (и обобщающие (1.6), (1.7) на случай $|E| \neq \text{const}$) уравнения для модуля и фазы комплексной амплитуды $E(x) = E_c u e^{i\varphi}$ имеют вид

$$\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^2 = \kappa^2 \left(\cos^2 \bar{\theta}_0 - \frac{N}{N_c}\right) + \frac{1}{u} \frac{d^2 u}{dx^2}, \quad (1.47)$$

$$\frac{d}{dx} \left(u^2 \frac{d\varphi}{dx}\right) = \frac{\nu}{\omega} \kappa^2 \frac{N}{N_c} u^2. \quad (1.48)$$

В рассматриваемом случае слабой диффузии ($L_a \ll l_d \ll L_E$) определяемыми (1.48) изменениями величины $u^2 d\varphi/dx$, пропорциональной нормальной компоненте плотности потока энергии, на масштабах слоя l_d можно пренебречь, принимая

$$\gamma = \frac{u^2}{\kappa \cos \bar{\theta}_0} \frac{d\varphi}{dx} = \text{const}. \quad (1.49)$$

Величина γ играет роль внешнего параметра задачи и определяется общей конфигурацией разряда и амплитудами поддерживающих его волн. В интересующих нас условиях свободной локализации разряда в однородной безграничной среде амплитуды падающих волн не могут превышать E_c , и следовательно $\gamma^2 < 1$.

Подставляя (1.46) и (1.49) в уравнение (1.47) и вводя безразмерные переменные

$$\xi = x/l_d, \quad \tilde{N} = N/N_0, \quad N_0 = N_c(1-\gamma^2)\cos^2 \bar{\theta}_0, \quad (1.50)$$

$$l_d = (L_a^2/\beta\kappa^2)^{1/4} (N_c/N_0)^{1/4}, \quad (1.51)$$

получаем (с точностью до членов более высокого порядка малости по параметру $u-1 \sim (L_a/l_d)^2 \sim \kappa L_a \ll 1$) следующее уравнение для концентрации:

$$\frac{d^2}{d\xi^2} \left(\frac{1}{\tilde{N}} \frac{d^2 \tilde{N}}{d\xi^2}\right) = 1 - \tilde{N}. \quad (1.52)$$

Как видим, исследуемые структуры характеризуются неким смешанным "диффузионно-волновым" масштабом (1.51), пропорциональным среднему геометрическому длины электромагнитной волны κ^{-1} и диффузионной длины прилипания L_a . При условии $L_a \ll L_E$ ($L_E \sim c/(\omega + \nu) \sin \bar{\theta}_0$) используемое приближение ($L_a \ll l_d \ll L_E$, $u \approx 1$, $\gamma = \text{const}$) всегда является оправданным.

Уравнение (1.52) имеет положительные ограниченные решения двух типов: переходный слой (решение типа перепада) и изолированный слой (солитон). Решение первого типа описывает структуру свободного пограничного слоя, в котором осуществляется переход от неионизованного состояния с $\tilde{N} = 0$ (при $\xi \rightarrow \infty$) к однородному разряду с $\tilde{N} = 1$, т.е. $N = N_0$ (при $\xi \rightarrow -\infty$). Соответствующие асимптотики решения имеют вид

$$\tilde{N} = C_1 e^{-f(\xi)}, \quad f(\xi) = \frac{\xi^2}{2\sqrt{2}} \left[1 + O\left(\frac{1}{\xi}\right) \right] \quad (\xi \rightarrow \infty), \quad (1.53)$$

$$\tilde{N} = 1 + C_2 \cos\left(\frac{\xi \sqrt{2}}{\sqrt{2}} + \varphi_0\right) e^{-\xi/\sqrt{2}} \quad (\xi \rightarrow -\infty). \quad (1.54)$$

Решения второго типа образуют однопараметрическое семейство стационарных симметричных солитонов; параметром служит полное число электронов на единицу площади слоя

$\tilde{N}_z = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{N}(\xi) d\xi$ или (в некотором приближении) концентрация в центре $\tilde{N}_m = \tilde{N}(0)$. В области $\tilde{N}_z \gg 1$ солитон имеет П-образную форму: его ширина $\Delta\xi = 2\xi_0 \gg 1$; концентрация $\tilde{N} \approx \tilde{N}_m \approx 1$; вблизи границ $\xi = \pm\xi_0$ лежат два независимых переходных слоя. Солитоны малой высоты [38] ($\tilde{N}_m, \tilde{N}_z \ll 1$) могут быть описаны аналитически

$$\tilde{N} = \tilde{N}_m \exp(-\xi^2/2\sqrt{2}), \quad \tilde{N}_z = (8\sqrt{2})^{1/4} \tilde{N}_m. \quad (1.55)$$

Оба типа решения были исследованы численно; результаты расчета иллюстрируются графиками рис. 3, а, б.

Рекombинационные слои в поперечном (TE) поле [10] ($D = 0, \alpha_n \neq 0$). Рассмотрение, аналогичное проведенному выше, в рамках того же приближения $u = |E|/E_c = 1, J = \text{const}$ приводит (вместо (1.46), (1.52)) к следующему выражению для u и уравнению для \tilde{N} (см. также [39]):

$$u = 1 + \mu_n \tilde{N}, \quad (1.56)$$

$$\frac{d^2 \tilde{N}}{d\xi^2} - \tilde{N} = -1, \quad (1.57)$$

где $\xi = x/\rho_n, \rho_n = \kappa^{-1} \sqrt{\alpha_n N_c / \beta v_0}, \tilde{N} = N/N_0, \mu_n = (N_0/N_c) (\kappa \rho_n)^2, N_0 = N_c (1 - \gamma^2) \cos^2 \theta_{0n}$. Уравнение (1.57) также имеет решения типа перепада: $\tilde{N} = 1 - e^{\xi}$ при $\xi < 0, \tilde{N} = 0$ при $\xi > 0$ - и изолированного слоя: $\tilde{N} = 1 - q \operatorname{ch} \xi$ при $|\xi| < \xi_0, \tilde{N} = 0$ при $|\xi| > \xi_0$ ($q = \operatorname{ch}^{-1} \xi_0$ - параметр, определяющий максималь-

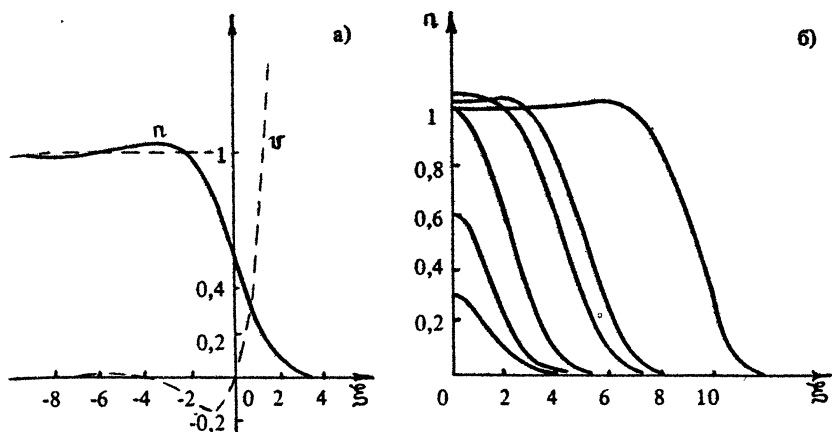


Рис. 3. Элементарные диффузионные структуры в поперечном поле: а – свободный пограничный слой (концентрация $n(\xi)$ и возмущения поля $v(\xi) = (\beta a^2 / L_n^2)(1-n) - n^{-1} d^2 n / d\xi^2$); б – изолированный слой при различных n_m

ную концентрацию $N_{max} = 1 - q$ и ширину ξ_0). Характерный масштаб рекомбинационных структур определяется длиной l_r , а их основное отличие от диффузионных заключается в наличии скачка производной $d\tilde{N}/d\xi$ при $\tilde{N} = 0$. Другое отличие состоит в том, что толщина изолированного рекомбинационного слоя может быть сколь угодно малой: при $q = 1$ ($N_{max}, \xi_0 \ll 1$) толщина (в размерных единицах) $2\tau_0 = 2\xi_0 l_r \ll l_r$, тогда как толщина диффузионного слоя всегда больше или порядка l_d . Благодаря указанному обстоятельству использованная модель (1.56), (1.57) позволяет описывать слои, формируемые и при сильной рекомбинации, когда $\mu_n \gg 1$, но $N_{max} \ll 1/\mu_n$ (при этом толщина слоев мала по сравнению с длиной волны и длиной поглощения в плазме).

Д и ф ф у з и о н н ы й п о г р а н и ч н ы й с л о й в п о л е т и п а Т М [11] ($\alpha_n = 0$, $D \neq 0$, $\vec{E} \nabla N \neq 0$). При достаточно слабой диффузии ($\kappa L_n \ll 1$) масштаб такого слоя, как увидим, много меньше длины волны и не зависит от нее. Поэтому его структуру можно описать в квазистатическом приближении, полагая электрическое поле потенциальным и определяя его нормальную (E_n) и касательную (E_τ) к поверхности $N = \text{const}$ компоненты соотношениями

$$E_\tau = \text{const}, \quad E_n = E_z = E_{0n} / \epsilon(\tau), \quad E_{0n} = \text{const}. \quad (1.58)$$

Константы E_τ и E_{0n} имеют смысл компонент внешнего поля (поля вне плазмы). В уравнении баланса электронов (1.40)

далее для простоты полагаем $D = \text{const}$, $\nu_n = \text{const}$, а для ν_i ($|E|$) принимаем степенную аппроксимацию

$$\frac{\nu_i}{\nu_n} = \left(\frac{|E|}{E_c} \right)^\beta = \left(\frac{|E_n|^2 + |E_\tau|^2}{E_c^2} \right)^{\beta/2} \quad (1.59)$$

Тогда с учетом (1.58) получаем

$$L_n^2 \frac{d^2 n}{dx^2} + f(n) = 0, \quad (1.60)$$

где

$$f(n) = \left\{ \left[\frac{\xi_n^2}{(1-n)^2 + \tilde{\nu}^2 n^2} + \xi_\tau^2 \right]^{\beta/2} - 1 \right\}, \quad (1.61)$$

$$n = N/N_c, \quad \tilde{\nu} = \nu/\omega, \quad \xi_n = E_{0n}/E_c, \quad \xi_\tau = E_\tau/E_c.$$

Решение уравнения (1.60) типа перепада существует, если потенциал функции $f(n)$

$$\Phi(n) = \int_0^n f(n) dn \quad (1.62)$$

удовлетворяет условию

$$\Phi(n_0) = \Phi(0) = 0, \quad (1.63)$$

где $n_0 = (1 + \tilde{\nu}^2)^{-1} \left[1 + \sqrt{\xi_n^2 (1 + \tilde{\nu}^2) / (1 - \xi_\tau^2) - \tilde{\nu}^2} \right]$ — наибольший из трех корней уравнения $f(n) = 0$. При этом концентрация в переходном слое монотонно нарастает (с характерным масштабом $\sim L_n$) от значения $n = 0$ (при $x \rightarrow -\infty$) до $n = n_0$ (при $x \rightarrow \infty$). Условие (1.63), означающее равенство заштрихованных площадей на графике функции $f(n)$ (рис. 4), определяет величины $\xi_n = \bar{\xi}_n$ и $n_0 = \bar{n}_0$ как функции параметров $\xi_\tau, \tilde{\nu}, \beta$. В частности, при условии $\tilde{\nu} \ll 1 - \xi_\tau^2$ получаем

$$\bar{\xi}_n = 0,8 \tilde{\nu}^q (1 - \xi_\tau^2)^{1/\beta}, \quad q = 1 - \frac{1}{2\beta}, \quad \bar{n}_0 = 1 + \frac{\bar{\xi}_n}{1 - \xi_\tau^2}. \quad (1.64)$$

Это позволяет произвести некий отбор возможных стационарных решений для разряда в ТМ-волнах (см. разд. 1.4).

Вводя в уравнение баланса (1.60) член с временной производной $\partial n / \partial t$, нетрудно показать, что в рамках рассматриваемой одномерной задачи переходное решение $n(x)$ "безразлично устойчиво" по отношению к возмущениям, сдвигающим его целое, и устойчиво по отношению к возмущениям других типов. В этой связи отметим, что "уединенные" решения уравнения (1.60), отвечающие случаю $\bar{\xi}_n < \xi_n$, оказываются неустойчивыми. Заметим также, что при учете одних лишь ло-

кальных (например, рекомбинационных) поправок к прямоугольной нелинейной характеристике $N(|E|)$ переходное решение в поле с $\vec{E} \nabla N \neq 0$ содержит разрыв, устраняющийся лишь при учете процессов теплопроводности (см. [52]).

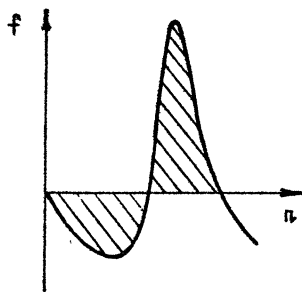


Рис. 4. Правило площадей для функции $f(n)$

1.6. Разряд в квазиоптическом волновом пучке

Разрядные структуры, создаваемые полями квазиоптических волновых пучков, удается проанализировать лишь на уровне качественных моделей и численных расчетов. В этом и последующем разделах приводятся результаты такого анализа для разрядов в одиночном и пересекающихся пучках. В качестве опорной, как и прежде, используется прямоугольная аппроксимация нелинейной характеристики. Отклонения от нее (локальные — связанные с учетом рекомбинации) принимаются во внимание лишь там, где они заметно влияют на структуру разряда уже при сравнительно малой доле рекомбинации в общем балансе электронов, а также в том случае, когда этого требует используемая схема численного расчета.

Рассмотрим разряд с заданным уровнем ограничения амплитуды $|E| = E_c$ в параксиальном осесимметричном гауссовом пучке, комплексное поле которого до пробоя описывается выражением

$$\hat{E} = E(\chi, z) \exp[i(\omega t - kz)], \quad (1.65)$$

$$E(\chi, z) = E_F \left(1 - i \frac{z}{l_F}\right)^{-1} \exp\left[-\frac{\chi^2}{2a^2} \left(1 - i \frac{z}{l_F}\right)^{-1}\right], \quad (1.66)$$

$$a^2 = a_F^2 + \theta^2 z^2, \quad l_F = \kappa a_F^2, \quad \theta = (\kappa a_F)^{-1}.$$

Здесь z — продольная (осевая) координата, отсчитываемая от фокальной плоскости (в направлении распространения волны), χ — расстояние до оси, E_F — амплитуда поля в фокусе ($z = 0$, $\chi = 0$), $a(z)$ — радиус пучка (на уровне убывания интенсивности $|E|^2$ в e раз), a_F и l_F — радиус и характерная длина фокальной области, θ — угол сходимости пучка вдали от фокуса (предполагается $\theta = (\kappa a_F)^{-1} \ll 1$).

Пусть превышение максимального поля E_F над пробойным значением достаточно велико, так что ширина области пробоя в фокальной области пучка порядка a_F , а ее продольный размер больше или порядка l_F . Основными факторами, компенсирующими сходимость невозмущенного пучка и способными обеспечить постоянство амплитуды поля в области разряда в стационарном состоянии ($|E| = E_c$), являются поглощение и рефракция волны. Как мы увидим, эти процессы снижают величину поля в пучке до требуемого уровня E_c уже при значениях электронной концентрации N , много меньших критического ($n = N/N_c \ll 1$; $\Im n = n\omega/\omega \ll 1$), поэтому прямого отражения волны от плазмы разряда не возникает и "бегучесть" в пучке сохраняется.

Качественный расчет структуры волнового пучка и плазмы в разряде можно произвести, полагая, что поперечные распределения поля и электронной концентрации характеризуются неким общим размером $R(z)$. Не интересуясь прочими деталями поперечной структуры разряда*, на основании соотношений

$$\frac{d}{dz} (|E|^2 R^2) = -\frac{\nu}{c} \bar{n} |E|^2 R^2, \quad |E| = \text{const} \quad (1.67)$$

и общего уравнения, определяющего траектории лучей $\chi(z)$ при наличии рефракции и поперечной диффузии поля (дифракции) [54]

$$\frac{d^2 \chi}{dz^2} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \chi} (1-n) + \frac{\Delta_\perp |E|}{k^2 |E|}, \quad (1.68)$$

получаем следующие уравнения для описания качественных зависимостей $R(z)$, $\bar{n}(z)$:

$$\frac{d^2 R}{dz^2} = \frac{1}{k^2 R^3} - \frac{c}{\nu R^2} \frac{dR}{dz}, \quad \bar{n} = -\frac{2}{\nu k R} \frac{dR}{dz} \quad \left(\frac{dR}{dz} < 0 \right). \quad (1.69)$$

Здесь $\bar{n}(z)$ — некоторое эффективное среднее по сечению пучка значение концентрации.

Основные результаты исследования решения уравнения (1.69) (с граничными условиями, задаваемыми на входе гауссового пучка в область разряда на основании закона прелом-

* Тем самым мы отвлекаемся от особенностей поперечной структуры, связанных с возможностью появления каустических поверхностей на периферии пучка. Для случая "слабой" ионизационной нелинейности ($\epsilon = \epsilon_0 + \chi |E|^2$; $\chi < 0$) подобного рода особенности и ряд других вопросов самовоздействия волновых пучков рассматривались в различных приближениях в работах [33, 53].

ления лучей) сводится к следующему. При $\nu \gg \omega$ главную роль в пучке играет поглощение, а максимальная концентрация $\bar{n}_{\text{max}} \approx \theta^2 \omega / \nu \ll 1$ (при этом $\bar{N}_{\text{max}} = \bar{n}_{\text{max}} N_c = \theta^2 N_{c0} \nu / \omega$; $N_{c0} = m \omega^2 / 4\pi e^2$). При $\nu \ll \omega$ структура пучка и разряда определяется рефракцией, $\bar{n}_{\text{max}} \approx \theta^2 \ll 1$. В общем случае для \bar{n}_{max} может быть принята аппроксимация

$$\bar{n}_{\text{max}} \approx \theta^2 \frac{\omega}{\omega + \nu}. \quad (1.70)$$

Структура разряда в параксиальном гауссовом пучке исследовалась также путем численного решения параболического уравнения (уравнения поперечной диффузии) для комплексной амплитуды поля

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right) - 2i k \frac{\partial E}{\partial z} = k^2 (1 + i\tilde{\nu}) n E, \quad (1.71)$$

в которое подставлялась зависимость $n(|E|)$, соответствующая простейшей модели баланса электронов при наличии прилипания и рекомбинации (см. формулы (1.40), 1.59)):

$$n = \frac{N}{N_c} = \begin{cases} 0, & |E| < E_c, \\ \frac{\nu_0}{\alpha_r N_c} \left(\frac{|E|^p}{E_c^p} - 1 \right), & |E| > E_c. \end{cases} \quad (1.72)$$

Параболическое уравнение вида (1.71) широко использовалось для описания эффектов самовоздействия волновых пучков в различных нелинейных средах, в том числе и плазме [54-56]. Оно справедливо при условии $n \ll 1$, которое всегда выполняется для слабо сходящихся квазиоптических пучков (что будет еще раз подтверждено результатами данного расчета).

Граничные условия к (1.71) задавались в некотором входном сечении $z = 0$ и на поверхности цилиндра достаточно большого радиуса r_0 таким образом, чтобы решение $E(r, z)$ уравнения (1.71) при $n = 0$ описывало поле свободного гауссова пучка (1.65), фокусируемого на некотором заданном расстоянии $z = z_f$ от границы. В безразмерных переменных

$$r \rightarrow \frac{r}{a_f}, \quad z \rightarrow \frac{z}{l_f}, \quad \tilde{\nu} = \frac{\nu}{E_c}, \quad \tilde{n} = n (k a_f)^2 = \frac{N}{N_c \theta^2}, \quad (1.73)$$

(для r и z используем старые обозначения) уравнение (1.71), связь (1.72) и указанные граничные условия записываются в виде

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \tilde{E}}{\partial r} \right) - 2i \frac{\partial \tilde{E}}{\partial z} = (1 + i\tilde{\nu}) \tilde{n} \tilde{E}, \quad (1.74)$$

$$\tilde{n} = K_0 (|\mathcal{E}|^\beta - 1) \quad \text{при } |\mathcal{E}| < 1, \quad \tilde{n} = 0 \quad \text{при } |\mathcal{E}| > 1, \quad (1.75)$$

$$\mathcal{E}(r, 0) = \mathcal{E}_0 e^{-\Gamma r^2}, \quad \Gamma = \frac{1}{2(1+i z_F)}, \quad \mathcal{E}_0 = \frac{\mathcal{E}_F}{\sqrt{1+z_F^2}}, \quad (1.76)$$

$$\frac{\partial \mathcal{E}(0, z)}{\partial r} = 0, \quad \mathcal{E}(r_0, z) = 0. \quad (1.77)$$

Здесь $K_0 = \nu_n / \alpha_n N_0$, $N_0 = N_c \theta^2 = N_c / \kappa \rho_F$.

Численные расчеты проводились при значениях параметров $\beta = 4$, $\nu_0 = 6$, $z_F = \sqrt{3}$, $\mathcal{E}_0 = 1/\sqrt{2}$ ($\mathcal{E}_F^2 = 2$), $K_0 = 3$ и 10 , $\tilde{\nu} = 0$. Результаты представлены на рис. 5 в виде графиков радиаль-

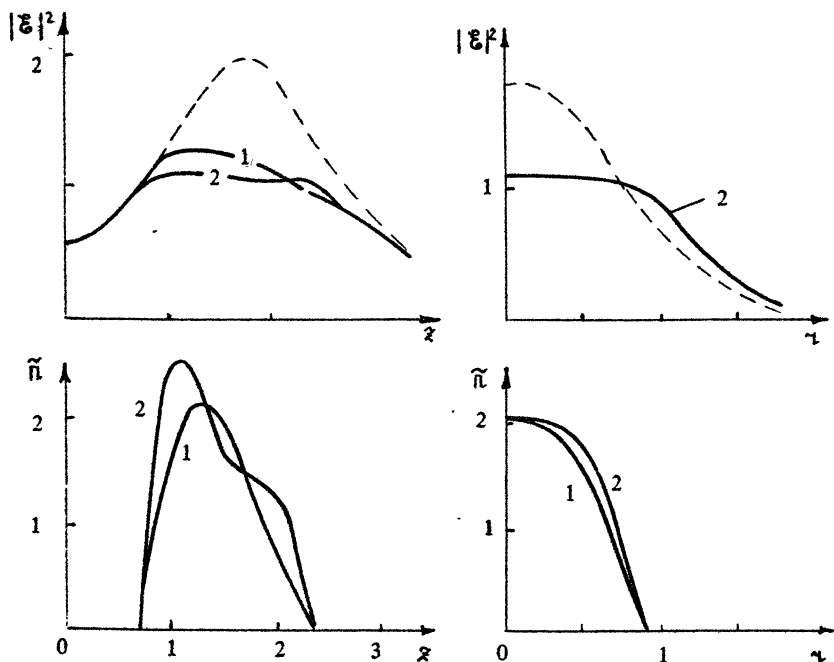


Рис. 5. Стационарная структура разряда в осесимметричном волновом пучке ($\mathcal{E}_F = \sqrt{2}$, $\tilde{\nu} = 0$): 1 — $K_0 = 3$; 2 — $K_0 = 10$; пунктир — $K_0 = 0$ (невозмущенный пучок)

ных и осевых распределений поля и концентрации. Видно, что с ростом параметра $K_0 = \nu_n / \alpha_n N_c \theta^2$, т.е. с увеличением крутизны характеристики $n(|E|)$, идеализация $|E| = E_c$ ($|\mathcal{E}| = 1$) для основной зоны ионизации становится все более обоснованной; максимальная величина электронной концентрации $\tilde{n}_{\text{max}} \approx 2$ (т.е. $n_{\text{max}} \approx 2\theta^2$) согласуется с результатами описанного выше качественного расчета.

1.7. Разряд в пересекающихся пучках

Как отмечалось, одним из возможных применений свободно локализованного разряда в волновых полях, вновь привлечшим к себе внимание в последние годы, является создание эффективно отражающей области искусственной ионизации в атмосфере Земли [18,31,37-43]. Для создания такой области на высотах порядка нескольких десятков километров целесообразно использовать пересекающиеся пучки, так как при умеренных параметрах передающей системы углы сходимости одиночных пучков чрезвычайно малы ($\theta \lesssim 10^{-3}$) и концентрация электронов ($N_{\text{max}} \approx N_c \theta^2$) оказывается недостаточной для эффективного отражения волн. Она недостаточна также и для возникновения неустойчивостей разряда, которые могли бы привести к образованию плазменных сгустков с $N \approx N_c$ (см. разд. 3). В пересекающихся пучках могут быть в принципе достигнуты гораздо большие значения N и обеспечена возможность контролируемого изменения положения разряда в пространстве.

Исходной моделью для расчета структуры разряда в области пересечения двух широких волновых пучков ТЕ-типа может служить одномерный (плоскостной) разряд с $|E| = E_c$, создаваемый двумя распространяющимися под углом друг к другу плоскими волнами (см. разд. 1.3). При этом параметры ионизованных слоев, располагающихся в пучностях суммарного поля пучков, можно рассчитать в приближении геометрической оптики, определяя локальные лучевые амплитуды вблизи каждого данного слоя с учетом исходной неоднородности профиля интенсивности каждого пучка и ослабления, обусловленного прохождением через другие слои. Соответствующая многослойная структура для пучков с гауссовым радиальным профилем была рассчитана в работе [5]. Согласно полученным в ней результатам, ионизованная область в целом имеет форму клина, обращенного основанием навстречу падающему излучению, максимальная концентрация в центральных слоях близка к определяемой формулой (1.19) ($N = N_c \sin^2 \theta_0$), а полное число электронов на единицу площади каждого слоя N_{Σ} при большой ширине пучков ($\theta \ll 1$) весьма мало: $N_{\Sigma} \approx N_c \theta \sin \theta_0 (\pi c / \omega)$. Соответственно мала и их толщина $L_0 \approx \pi c \theta / \omega \sin \theta_0 \ll c / \omega$ и средняя по периоду $\lambda / 2 \sin \theta_0$ концентрация $\langle N \rangle \approx N_c \cdot 2 \sin \theta_0 / \lambda \approx N_c (\omega / c) \cdot \theta \sin^2 \theta_0$.

Поэтому используемая в работе [5] модель ионизационного баланса с прямоугольной характеристикой $N(|E|)$ может быть недостаточной для определения параметров слоев уже при

сравнительно слабых диффузии и рекомбинации, когда указанное значение L_0 становится меньше характерных масштабов L_d, L_r рассмотренных в разд. 1.5 одномерных элементарных структур (т.е. когда $\kappa L_a \sin \theta_0 \geq \left(\frac{\omega}{\nu} \theta \operatorname{ctg} \theta_0\right)^2$ или $\alpha_r N_c \sin^2 \theta_0 / \beta \nu_a \geq \left(\frac{\omega}{\nu} \theta \operatorname{ctg} \theta_0\right)^2$). Можно показать, однако [10], что описанная выше многослойная структура разряда обладает известной универсальностью: для пучков большой ширины ($\theta \ll \operatorname{tg} \theta_0, \operatorname{ctg} \theta_0$) ее общая конфигурация и число частиц N_Σ в плазменных слоях не изменяются при весьма значительных отклонениях (локальных или нелокальных) характеристики $N(|E|)$ от прямоугольной. От конкретного вида ионизационной нелинейности при этом будет зависеть только внутренняя структура образующихся плазменных слоев: их толщина L_0 и максимальное значение концентрации электронов N_{max} . В частности, в условиях, когда структура плазменных слоев определяется рекомбинацией [10,39] ($\alpha_r N_{\text{max}}^2 / \nu_a > \kappa \sqrt{\beta} L_a \sin \theta_0$), в широкой области значений параметров $(\omega \theta \operatorname{ctg} \theta_0 / \nu)^2 \ll \ll \alpha_r N_c \sin^2 \theta_0 / \beta \nu_a \ll \nu / (\omega \theta \operatorname{tg} \theta_0)$ в центральных слоях

$$N_{\text{max}} \approx N_c \sin^2 \theta_0 \left[(\beta \nu_a / \alpha_r N_c \sin^2 \theta_0) (\omega \theta \operatorname{ctg} \theta_0 / \nu)^2 \right]^{1/3}. \quad (1.78)$$

Если же структура плазменных слоев определяется диффузией (т.е. $\kappa L_a \gg \alpha_r N_{\text{max}}^2 / \sqrt{\beta} \nu_a \sin \theta_0$), то при $(\omega \theta \operatorname{ctg} \theta_0 / \nu)^2 \ll \ll \kappa L_a \sin \theta_0 / \sqrt{\beta} \ll 1$ максимальная концентрация в центральных слоях достигает значений

$$N_{\text{max}} \approx N_c \sin^2 \theta_0 \left[(\sqrt{\beta} / \kappa L_a \sin \theta_0) (\omega \theta \operatorname{ctg} \theta_0 / \nu)^2 \right]^{1/2}. \quad (1.79)$$

Рекомбинация может быть довольно существенной в разряде, поддерживаемом полем пересекающихся пучков в режиме частых коротких импульсов, предложенном на основании соображений минимума энергозатрат Гуревичем и Борисовым [37,38]. В этом режиме электроны в промежутках между импульсами имеют низкую температуру ($T_e \approx T_m$), но сохраняют высокую концентрацию, благодаря чему средняя по периоду повторения скорость прилипания электронов сильно снижается (она определяется теперь не диссоциацией молекул O_2 , как в разряде с "горячими" электронами, а гораздо более медленными трехчастичными процессами). Напротив, коэффициент электрон-ионной рекомбинации возрастает до максимального значения $\alpha_r \approx \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. В результате отношение средних частот прилипания и рекомбинации $\nu_a / \alpha_r N$ в наиболее выгодной

для осуществления высотного пробоя области $\nu \approx \omega$, как показывают оценки, может оставаться достаточно большим лишь при малых углах пересечения пучков $2\theta_0 \lesssim 10^{-1}$, когда максимальная электронная концентрация $N = N_c \sin^2 \theta_0 \lesssim 10^{-2} N_c$. При $\theta_0 \sim 1$ отношение $\nu_a / \alpha \sim N \lesssim 10^{-1}$.

Роль рекомбинации в двухпучковом разряде исследовалась в работе [39] на одномерной модели, учитывающей в качестве основного фактора пространственного ограничения области ионизации не конечную ширину пучков, а конечную длительность поддерживающих импульсов τ (длина импульса в пространстве $\tau < a_F$). Для определения структуры разряда в случае не столь малой длительности импульсов, когда главную роль играет пространственная неоднородность и конечная ширина пучков, нами было предпринято численное решение соответствующей скалярной трехмерной задачи. Оно осуществлялось в рамках того же подхода, основанного на использовании параболического уравнения, который был описан в конце предыдущего раздела. С помощью ЭВМ отыскивались распределения поля и концентрации $\xi(x, y, z)$, $\tilde{n}(x, y, z)$, удовлетворяющие следующей системе уравнений и граничных условий (обозначения переменных те же, что и в уравнениях (1.73), (1.74)):

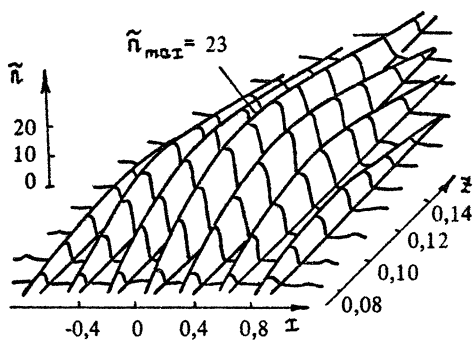
$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} - 2i \frac{\partial \xi}{\partial z} = (1 + i\tilde{n}) \tilde{n} \xi, \quad (1.80)$$

$$\xi(x, y, 0) = \xi_0 e^{-y^2/2} \left\{ \text{erf} \left[-\frac{(x-x_0)^2}{2} + i\tilde{\theta}_0 x \right] + \text{erf} \left[-\frac{(x+x_0)^2}{2} - i\tilde{\theta}_0 x \right] \right\}, \quad (1.81)$$

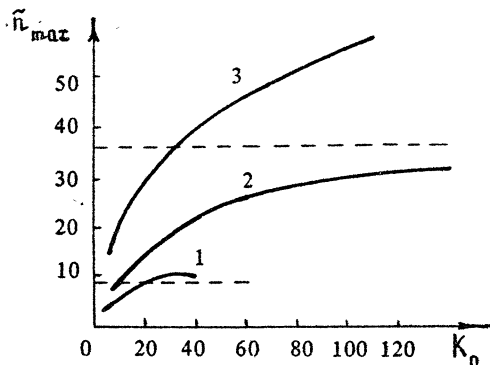
$$\frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{\partial \xi}{\partial y} = 0 \quad \text{при } x=y=0, \quad \xi=0 \quad \text{при } x=y=z. \quad (1.82)$$

Здесь x, y — поперечные координаты, отнесенные к радиусу пучков a_F в их фокальной плоскости; z — продольная координата, отнесенная к длине фокальной области $l_F = \kappa a_F^2$. Оси пучков лежат в плоскости x, z и образуют с осью z равные углы; параметр $\tilde{\theta}_0 = \theta_0 / \theta = \theta_0 \kappa a_F$ есть отношение полуугла между осями пучков θ_0 (в пространстве равномасштабных размерных координат) к углу сходимости одного пучка $\theta = 1 / \kappa a_F^*$. В отсутствие плазмы (при $\tilde{n} = 0$) решение уравнения (1.80) с граничным условием (1.81) описывает интерференционное поле двух пучков, оси которых пересекаются на оси z при $x = z_0 = x_0 / \tilde{\theta}_0$.

* Параболическое уравнение (1.80) верно, если углы $\theta_0, \theta \ll 1$. Отношение θ_0 / θ может быть произвольным.



Р и с. 6. Стационарное распределение электронной концентрации в плоскости пересечения осей волновых пучков типа ТЕ; $K_0=10$; $\tilde{\theta}_0=12$; $\tilde{\nu}=1$, $\tilde{\epsilon}_0=0,9$, $\beta=4$, $x_0=2$



Р и с. 7. Зависимость максимальной концентрации в центральном слое от параметра $K_0 = \nu_0 / \alpha_c N_c \theta^2$ при различных $\tilde{\theta}_0 = \theta_0 / \theta$: 1 - $\tilde{\theta}_0 = 3$; 2 - $\tilde{\theta}_0 = 6$; 3 - $\tilde{\theta}_0 = 12$; $\tilde{\epsilon}_0 = 0,9$, $\beta = 4$, $x_0 = 2$, $\tilde{\nu} = 1$; пунктир - $\tilde{n}_{max} = \tilde{\theta}_0^2$

ризирующего относительно роль процессов прилипания и рекомбинации. При увеличении K_0 величина \tilde{n}_{max} приближается к безрекомбинационному пределу $\tilde{n}_0 = \theta_0^2$ (определяемому из выражения $N_{max} = N_c \sin^2 \theta_0$ при $\theta_0 \ll 1$). Вдали от этого предела приведенные кривые достаточно хорошо согласуются с формулой (1.78), в соответствии с которой $\tilde{n}_{max} \approx (\beta K_0 \tilde{\theta}_0^2)^{1/3}$.

Из приведенных результатов следует, что рассматриваемая разрядная структура, создаваемая в области пересечения пуч-

Результаты расчета, методика которого изложена в работе [8], представлены на рис. 6, 7. Рис. 6 (см. также [10]) иллюстрирует характер многослойной структуры, возникающей в области наложения полей двух пучков. Общая картина расположения слоев, сдвинутых вследствие ослабления проходящих через них волн навстречу падающему излучению, и величина расстояния между ними, близкая к расстоянию между пучностями невозмущенного поля, хорошо согласуются с результатами приближенного анализа [5] и с данными соответствующего лабораторного эксперимента, описанного в разд. 4 (см. далее рис. 25). На рис. 7 приведены (для различных значений $\tilde{\theta}_0$) графики зависимости максимальной концентрации \tilde{n}_{max} (достигающейся в центральном слое) от параметра $K_0 = \nu_0 / \alpha_c N_c \theta^2$, характер-

ков типа ТЕ, обладает весьма низкой радиоотражающей способностью и вряд ли может быть использована в качестве эффективного искусственного радиозеркала в атмосфере. В частности, при реалистических значениях параметров [37] $\lambda \approx 3$ см ($N_c \leq 10^{12}$ см $^{-3}$), $\nu/\omega \approx 1$, $\theta_0 \leq 1$, $\theta \leq 10^{-3}$ средняя концентрация $\langle N \rangle \approx N_c \theta \sin^2 \theta_0 \omega / \nu \leq 10^{-3} N_c$, хотя и превышает достигающуюся в одиночном пучке ($N/N_c \approx \theta^2 \leq 10^{-6}$), все же недостаточна для эффективного отражения волн. По-видимому, более перспективным в этом плане является использование пучков типа ТМ, разряд в которых пока остается недостаточно изученным. На основании результатов разд. 1.4 (а также данных эксперимента, приведенных в разд. 4) можно ожидать, что область ионизации в ТМ-пучках представляет собой достаточно толстый уединенный слой с надкритической концентрацией.

2. ДИНАМИКА РАЗРЯДА В ОТСУТСТВИЕ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ

В данном разделе рассматриваются вопросы совместной эволюции поля и плазмы на первых послепробойных стадиях разряда, поддерживаемого волновыми полями в бездиффузионном режиме (точнее, в условиях, когда диффузия играет пренебрежимо малую роль в балансе электронов на масштабах разряда в целом, но приводит к подавлению его мелкомасштабных неустойчивостей).

При описании эволюции поля в разряде будем использовать (здесь и далее) различные упрощенные варианты общих уравнений для медленно меняющейся комплексной амплитуды $\vec{E}(\vec{r}, t)$ квазигармонического электрического поля (представляемого в виде $\text{Re}[\vec{E}(\vec{r}, t)e^{i\omega t}]$). В плазме, средняя плотность которой медленно (в масштабе $1/\omega$) меняется из-за процессов ионизации, эти уравнения, как нетрудно показать, определяя плотность тока $\vec{j} = eN\vec{v}$ с помощью уравнений гидродинамики (без учета членов, нарушающих локальность связи \vec{j} и \vec{E}), имеют вид

$$-\frac{c^2}{\omega^2} \text{rot rot } \vec{E} + \epsilon(\omega) \vec{E} = \frac{2i}{\omega} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\nu}{N_{c0} (i\omega + \nu)^2} \frac{\partial(N\vec{E})}{\partial t}, \quad (2.1)$$

$$\text{div} \left[e(\omega) \vec{E} + \frac{2i\omega + \nu}{(i\omega + \nu)^2 N_{c0}} \frac{\partial(N\vec{E})}{\partial t} \right] = 0, \quad (2.2)$$

$$\epsilon = 1 - n \left(1 + i \frac{\nu}{\omega} \right), \quad n = \frac{N}{N_c}, \quad N_c = N_{c0} \left(1 + \frac{\nu^2}{\omega^2} \right), \quad N_{c0} = \frac{m\omega^2}{4\pi e^2}. \quad (2.3)$$

Если не иметь в виду особых случаев ионизации газа в сверхсильных полях (см. [57]) и ограничиться рассмотрением обычных ситуаций, когда частоты, характеризующие скорость изменения средней по периоду $2\pi/\omega$ концентрации N , малы по сравнению с частотой соударений электронов, величину N в приведенных уравнениях можно вынести за знак временной производной, так как учет членов $\sim \partial N / \partial t$ фактически дает в этих условиях (при $\nu_i, \nu_a \ll \nu, \omega$) лишь малые поправки к действительной и мнимой частям диэлектрической проницаемости ϵ . Что касается членов, содержащих производную $\partial \vec{E} / \partial t$, их учет необходим лишь для описания эффектов, связанных с конечной скоростью переноса или релаксации возмущений поля. Если времена соответствующих процессов малы по сравнению с временем изменения плотности $(\nu_i - \nu_a)^{-1}$, этими членами в уравнениях (2.1), (2.2) также можно пренебречь, рассчитывая структуру $\vec{E}(\vec{r})$ в каждый данный момент времени t как в стационарном состоянии с соответствующим $N(\vec{r}, t)$ (такое приближение используется всюду, кроме разд. 2.3.1, 3.1 и 3.2). Другое существенное упрощение исходных уравнений, используемое в настоящей главе, заключается в переходе к скалярному описанию (с заменой оператора $\nabla \text{rot rot}$ на $-\Delta$), основанному на приближенной "поперечности" поля широких (квазиоптических) волновых пучков в отсутствие мелкомасштабного расслоения плазмы в направлении вектора \vec{E} (рассматриваемого в разд. 3).

2.1. Максимальное значение электронной концентрации в волне пробоя [12]

Развитие неравновесного разряда в неоднородном поле сфокусированного волнового пучка на начальной стадии имеет характер волны пробоя [28], распространяющейся в направлении убывания амплитуды, т.е. навстречу падающему излучению. Параметры плазмы, образующейся на этой стадии, существенно определяют всю дальнейшую картину развития разряда. Поэтому определение характеристик волны пробоя, и в частности расчет максимальной электронной концентрации на ее переднем фронте, представляет собой важную задачу, решение которой позволяет судить о типе разряда в целом, о его отражающих свойствах, о скорости нагрева нейтральной компоненты и возможности

возникновения различных электродинамических и кинетических неустойчивостей (см. разд. 3). В проводившихся ранее экспериментальных и теоретических исследованиях разрядов оптического диапазона (см. монографии [28,50] и цитированную в них литературу), как правило, реализовалась и анализировалась наиболее простая с точки зрения указанной задачи ситуация, когда рост электронной концентрации продолжается до полной ионизации газа. В настоящее время, однако (главным образом, в связи с наметившимся продвижением исследований разрядных явлений в волновых пучках во все более длинноволновые диапазоны [22,46-48,58,59]), не меньший интерес может представлять изучение динамики разряда в условиях, когда становятся существенными "электродинамические" механизмы остановки лавины, связанные с ослаблением поля волнового пучка в разрядной плазме из-за процессов поглощения и рефракции. В данном разделе получено приближенное выражение для определяемой этими процессами максимальной электронной концентрации N в волне пробоя. Найдено, что пиковое значение N в квазиоптическом разряде значительно превышает рассчитанный в разд. 1.6 стационарный уровень, но по-прежнему мало по сравнению с критическим и не достаточно для эффективного нагрева газа [12].

В уравнении баланса электронов

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \gamma N, \quad N = N_0 \exp \int_0^t \gamma dt \quad (2.4)$$

будем рассматривать скорость лавины γ (разность частот ионизации и потерь электронов) как известную функцию амплитуды электрического поля $\gamma = \gamma(|E|)$, полагая, что невозмущенный пучок стационарен (в момент $t = 0$ происходит его мгновенное включение) и имеет гауссовый профиль интенсивности (см. формулу (1.65)):

$$|E_0|^2(r, z) = E_F^2 \left(1 + \frac{z^2}{l_F^2} \right)^{-1} \exp \left(-\frac{r^2}{a^2} \right). \quad (2.5)$$

Здесь, как и прежде, z - осевая координата, отсчитываемая от фокальной плоскости вниз по потоку падающего излучения, r - расстояние от оси пучка, $a^2 = a_F^2 + \theta^2 z^2$, a_F и $l_F = \kappa a_F^2$ - поперечный и продольный размеры фокальной области, $\theta = 1/\kappa a_F$ - угол фокусировки пучка (предполагается $\theta \ll 1$), $\kappa = \omega/c = 2\pi/\lambda$, E_F - амплитуда поля в центре фокального пятна.

В любом данном сечении пучка $z = \text{const}$ (где $\gamma > 0$) рост электронной концентрации N продолжается до тех пор, пока

в плазме, образующейся перед этим сечением (в области меньших z), не произойдет, вследствие явлений рефракции и поглощения волны, существенного ослабления поля. В результате на переднем фронте волны пробоя*, распространяющейся в области $z < 0$ навстречу падающему излучению (в направлении убывания невозмущенной скорости лавины $\gamma_0 = \gamma(E_0)$), осуществляются согласованные перепады амплитуды поля E и электронной концентрации N , а в области $z > 0$, как и всюду за фронтом волны пробоя, ионизация быстро прекращается, сменяясь распадом плазмы. Для оценки максимального значения концентрации $N_{max}(z)$, достигаемого к моменту t_m сильного замедления (или прекращения) лавины, нужно определить при $t = t_m$ характерные структурные параметры прилегающей к данному сечению z экранирующей области: расстояние вдоль оси Δz , на котором показатель экспоненты в выражении (2.4) убывает на единицу, и ширину b радиального профиля (представленного в присоединенной области в виде ряда $N(r) \sim 1 - \frac{r^2}{b^2} + \dots$). При достаточно малых значениях заправочной концентрации N_0 , а именно, при выполнении условия

$$Q = \beta_0 \frac{N_{max}}{N_0} \gg 1, \quad (2.6)$$

когда основная часть процесса роста N происходит в невозмущенном поле E_0 с постоянной скоростью γ_0 , показатель экспоненты (2.4) для $t = t_m$ можно приближенно положить равным $\gamma_0(z) t_m$, что позволяет получить для Δz и b следующие выражения:

$$\Delta z = \begin{cases} b_F \sqrt{\frac{2}{\beta Q}}, & 0 < -z < \frac{b_F}{\sqrt{2\beta Q}}, \\ \frac{a^2}{\beta Q \theta^2 |z|}, & -z > \frac{b_F}{\sqrt{2\beta Q}}, \end{cases} \quad (2.7)$$

$$b = a \sqrt{\frac{2}{\beta Q}}, \quad (2.8)$$

где $\beta = (E_0/\gamma_0) d\gamma_0/dE_0 \approx (E/\gamma_i) d\gamma_i/dE$ (рассматриваем лишь те области пучка, где в невозмущенном состоянии $\gamma(E_0) \approx \gamma_i(E_0)$); в случае быстрой ионизации возбужденных атомов падающим излучением (реализуемом при разряде в световом пучке вы-

* Кинематика волны пробоя в заданном поле (без учета экранирующего действия образующейся плазмы) исследовалась в работах [60, 61].

сокой интенсивности) $\gamma \sim E^2$ и $\beta = 2$; если такой ионизации не происходит и возбуждение атомов лишь повышает потери энергии электронов, показатель β достигает больших значений (при $\gamma \approx \gamma_i$ и $E = E_c$ $\beta \approx 4+5$) [28,51]. Таким образом, головная область волны пробоя представляет собой вытянутый цилиндр ($b \ll \Delta z$), радиус и длина которого малы по сравнению с соответствующими размерами неоднородности невозмущенной амплитуды поля E_0 ($b \ll a$, $\Delta z \ll L_z = \pi a^2(\rho_F, z)$). При условии

$$ka_F \gg \sqrt{\beta Q/2} \approx 5+8, \quad (2.9)$$

более жестком, чем простое условие параксиальности пучка $ka_F \gg 1$, размеры разряда велики по сравнению с длиной волны и его воздействие на поле может быть описано в рамках квазиоптических представлений.

Оценим максимальную электронную концентрацию на оси пучка, принимая во внимание влияние указанных выше геометрических факторов ослабления поля – поглощение и рефракцию – и учитывая, что в общем случае (при недостаточно больших значениях френелевского параметра $q = kb^2/2\Delta z$) действие этих факторов смягчается дифракционными эффектами поперечной диффузии поля, препятствующими образованию узких провалов интенсивности излучения в приосевой области, занятой плазмой. Как увидим, при выполнении условия (2.9) диэлектрическая проницаемость плазмы $\epsilon = 1 - n(1 + i\nu/\omega)$, как и в стационарном случае, рассмотренном в разд. 1.6, близка к единице, что позволяет пренебречь прямым отражением волны от разряда и рассеянием на большие углы.

Рассмотрим вначале область, достаточно удаленную от фокуса ($-z \gg z_F$), где, как следует из выражений (2.7), (2.8), френелевский параметр $q = kb^2/2\Delta z \gg 1$, и поэтому дифракционные эффекты в качественных оценках можно не принимать во внимание. При учете поглощения (без рефракции) поле на оси пучка записывается в виде

$$E(0, z) = E_0(0, z) \exp \left[-\frac{\nu}{2c} \int_{-\infty}^z n(z) dz \right]. \quad (2.10)$$

Максимальную концентрацию $n_{\text{max}}(z) = n(z, t_m)$ оценим как то значение n , при котором происходит сильное снижение скорости лавины $\delta\gamma/\gamma \approx \beta\delta|E|/|E| \approx -1$, т.е. показатель экспоненты (2.10) достигает величины порядка $1/\beta$:

$$\frac{\nu}{2c} \int_{-\infty}^z n(z) dz \approx \frac{\nu}{2c} n_{\max} \Delta z \approx \frac{1}{\beta}, \quad (2.11)$$

откуда, с учетом (2.7) получаем*

$$n_{\max}(z) \approx 2Q \frac{\omega}{\nu} \theta^2 \frac{z/l_F}{1+(z/l_F)^2} \quad (z \geq l_F). \quad (2.12)$$

Наибольшей величины $n_{\max}(z)$ достигает в области $z \approx l_F$:

$$n_{\max}(l_F) = \frac{\omega}{\nu} \theta^2 Q. \quad (2.13)$$

Учет рефракции в приосевой области пучка можно провести (пренебрегая поглощением и дифракцией) с помощью уравнения для радиуса лучевой трубки $r(z)$

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{n r}{b^2}. \quad (2.14)$$

Амплитуда поля на оси $|E|(z)$ связана с радиусом $r(z)$ соотношением $|E|r = \text{const}$. При малых n обусловленное рефракцией уширение лучевой трубки $\delta r/r$ и уменьшение амплитуды $\delta|E|/|E| = -\delta r/r$ можно оценить на основании (2.14) методом возмущений, используя выражения (2.7), (2.8) для характерных масштабов изменения концентрации Δz и b :

$$-\frac{\delta|E|}{|E|} \approx n \left(\frac{\Delta z}{b}\right)^2 \approx \frac{n}{4\beta Q} \left(\frac{a}{|z| \theta^2}\right)^2 \approx \frac{n}{4\beta Q \theta^2} \quad (|z| > l_F). \quad (2.15)$$

Максимальную концентрацию n_{\max} , как и в предыдущем случае, находим из условия существенного уменьшения скорости лавины ($\delta r/r \approx \beta \delta|E|/|E| \approx -1$):

$$n_{\max} \approx 4\theta^2 Q. \quad (2.16)$$

Очевидно, что из двух рассмотренных механизмов ослабления поля преобладающим является тот, который приводит при данном n к более сильному снижению поля, т.е. останавливает лавину при меньшей электронной концентрации n_{\max} . Сравнивая между собой полученные выражения для n_{\max} , находим, что при $\nu/\omega \ll 1$ в основной зоне пробоя главную роль играет рефракция, т.е. максимальная концентрация должна оцениваться

* Данная оценка справедлива при умеренных превышениях поля над пробойным значением E_c ($\ln(E_0/E_c) \sim 1$, $E_0 - E_c \geq E_c/\beta$) и находится в указанной области в хорошем согласии с результатами проведенного в разд. 2.2 более точного расчета.

по формуле (2.16). Лишь на далекой периферии пучка, при $-z > \rho_F \omega / \nu$ (если волна пробоя доходит до этой области), преобладает поглощение. При $\nu/\omega \gg 1$ (в области высоких давлений) поглощение преобладает всюду и концентрация определяется выражением (2.12); в области $z \approx \rho_F$

$$N_{\max}(\rho_F) \approx N_c \frac{\omega}{\nu} \theta^2 Q = \frac{\nu}{\omega} N_{c0} \theta^2 Q, \quad N_{c0} = \frac{m\omega^2}{4\pi e^2}. \quad (2.17)$$

Для описания влияния плазмы на поле в фокальной области пучка $-z \lesssim \rho_F$, где параметр $q = k\beta^2/2\Delta z \lesssim 1$ и заметную роль играют дифракционные эффекты, используем параболическое уравнение (1.71). На переднем фронте волны пробоя, где ослабление поля еще не является сильным ($\delta|E|/|E| \lesssim 1/\beta < 1$), правую часть этого уравнения ($k^2(1+i\nu/\omega)nE$) можно рассматривать как малое возмущение, записывая его решение для точек на оси пучка в виде

$$E = E_0 + \delta E, \quad |\delta E| \ll E_0, \quad (2.18)$$

$$\delta E = -\frac{k^2}{2} \left(1 + i\frac{\nu}{\omega}\right) \int_{-\infty}^z dz' \int_0^\infty \frac{n E_0}{z-z'} \exp\left[-\frac{ik(\nu')^2}{2(z-z')}\right] \nu' d\nu'.$$

Интеграл (2.18) легко вычислить, учитывая, что в области $z' < z - \Delta z$ концентрация n экспоненциально мала, и используя естественные при $\beta \ll 1$, $\Delta z \ll L_z$ аппроксимации: $E_0(\nu', z') = E_0(0, z)$, $n = n_0 \exp[-(\nu'/\beta)^2]$ при $z - \Delta z < z' < z$, $n = 0$ при $z' < z - \Delta z$. Интегрируя последовательно по ν' и z' , находим

$$\delta E = -\frac{1}{4} (k\beta)^2 n_0 E_0 (1 + i\nu/\omega) \Phi(q), \quad (2.19)$$

$$\Phi = \ln(1 - iq^{-1}) = \ln \sqrt{1+q^{-2}} - i \operatorname{arctg} q^{-1}. \quad (2.20)$$

Максимальную концентрацию n_{\max} , как и прежде, можно оценить, приравнявая относительное изменение амплитуды

$$\frac{\delta|E|}{E_0} = \frac{\operatorname{Re}(\delta E)}{E_0} = -\frac{(k\beta)^2}{4} n_0 \left(\ln \sqrt{1+q^{-2}} + \frac{\nu}{\omega} \operatorname{arctg} \frac{1}{q} \right) \quad (2.21)$$

величине $-1/\beta$. В области $-z \gtrsim \rho_F$, где $q \gtrsim 1$, выражение (2.21) и определяемое на основании его значение n_{\max} согласуются с приведенными выше выражениями (2.10), (2.12) и (2.15), (2.16) — соответственно для случаев $\nu/\omega \gg 1$ и $\nu/\omega \ll 1$. Вблизи фокальной плоскости (в области $-z < \rho_F/\sqrt{2\beta Q}$), где согласно (2.7), (2.8) $q \approx 1/\sqrt{2\beta Q} \ll 1$,

$$\frac{\delta|E|}{E_0} \approx -\frac{n_0}{2\beta\theta^2 Q} \left(\ln \sqrt{2\beta Q} + \frac{\pi\nu}{2\omega} \right), \quad (2.22)$$

и, поскольку $\ln \sqrt{2\beta Q}$ есть величина порядка единицы, величина $n_{\text{маг}}$ здесь примерно та же, что и во всей фокальной области $-z \lesssim \ell_F$:

$$n_{\text{маг}} = \frac{N_{\text{маг}}}{N_c} \approx \theta^2 \frac{\omega}{\omega + \nu} Q. \quad (2.23)$$

Таким образом, электронная концентрация в волне пробоя, как и в стационарном режиме, рассмотренном в разд. 1, пропорциональна квадрату угла фокусировки пучка θ , но отличается от максимального стационарного значения $\bar{n} = \theta^2 \omega / (\omega + \nu)$ (см. разд. 1.6) добавочным множителем $Q = \ln(N_{\text{маг}}/N_0) \gg 1$, т.е. возрастает (логарифмически) при убывании начальной концентрации N_0 . Последнее обстоятельство, несколько парадоксальное на первый взгляд, можно пояснить следующим образом: чем меньше N_0 , тем большее время $t = \gamma^{-1} \ln(N/N_0)$ требуется для увеличения N до любого заданного уровня, тем большие перепады концентрации образуются за это время на любом заданном отрезке оси z , тем меньше, следовательно, характерный масштаб Δz нарастания N в волне пробоя и тем больше должна быть величина $N_{\text{маг}}$, чтобы ослабление поля на этом масштабе стало заметным и могло привести к остановке лавины. Заметим, что полученное соотношение (2.23), формально представляющее собой трансцендентное уравнение вида $n_{\text{маг}} \approx \bar{n} \ln(n_{\text{маг}}/n_0)$, при значениях $Q = \ln(n_{\text{маг}}/n_0) \gg 1$ с достаточной точностью можно рассматривать как явное выражение для $n_{\text{маг}}$, полагая в первом приближении $\ln(n_{\text{маг}}/n_0) \approx \ln(\bar{n}/n_0)$.

Фронт волны пробоя, имеющий длительность $\tau \approx \gamma^{-1}$ и перемещающийся со скоростью $v(z) \approx \gamma \Delta z$, представляет собой, очевидно, зону наиболее активного энергообмена излучения с разрядом — здесь концентрация порядка максимальной, а поле еще не очень сильно уменьшено по сравнению с невозмущенным. Проведенное рассмотрение справедливо при условии, что в этой зоне не происходит значительного нагрева газа (приrost температуры $\Delta T_m \lesssim 100^\circ\text{K}$) и не достигается высокой степени ионизации ($N_{\text{маг}} \ll N_m$, N_m — концентрация нейтральных частиц). Увеличение температуры газа ΔT_m зависит от степени ионизации $N_{\text{маг}}/N_m$, средней энергии электронов T_e и времени прохождения активной зоны γ^{-1} через данную точку. Величины T_e и γ , в свою очередь, определяются отношением энергии осцилляторного движения электронов в поле волны ω_{ω} к потенциалу ионизации атомов I . В условиях, обычных для лазерного пробоя (и реализованных недавно также и

при пробое в СВЧ-диапазоне [62]), величина ω_{\sim} лежит в пределах $\delta_T I < \omega_{\sim} \leq I$, где δ_T - доля энергии, теряемая электронами при соударениях. В этих условиях при неполной ионизации газа $T_e \approx I \approx 10$ эВ, $\tau = \gamma^{-1} \approx \nu^{-1} I / \omega_{\sim}$ и величина ΔT_m , если даже включить в нее всю энергию, отдаваемую электронами при упругих и неупругих соударениях, весьма мала:

$$\Delta T_m \approx T_e \delta_T \nu \tau \frac{N_{\max}}{N_m} \approx I^2 \frac{\delta_T N_{\max}}{\omega_{\sim} N_m}. \quad (2.24)$$

За фронтом волны пробоя нагрев газа электронами продолжается, однако он происходит уже фактически при отсутствии поля и может быть важен лишь на последующих стадиях разряда.

Приведем в заключение некоторые количественные оценки для разряда в одномодовых пучках различных частотных диапазонов, полагая $Q = \ln(N_{\max}/N_0) = 30$, $\delta_T I / \omega_{\sim} = 10^{-1}$. Для неодимового лазера ($N_{c0} \approx 10^{21}$ см⁻³) при давлениях $p \approx 10^3$ Торр даже в случае весьма малых углов фокусировки $\theta \approx 3 \cdot 10^{-2}$ рассмотренного режима волны пробоя в холодном газе не возникает ($N_{\max} \approx N_m$; $T_e, T_m > I$). Для CO₂-лазера ($N_{c0} \approx 10^{19}$ см⁻³) при $p \approx 10^3$ Торр, $\theta \approx 3 \cdot 10^{-2}$ имеем $N_{\max} \approx 3 \cdot 10^{17}$ см⁻³, $\Delta T_m \approx 100^\circ\text{K}$. В области более длинных волн и не слишком низких давлений (не допускающих полной ионизации газа) нагрев молекул на фронте волны пробоя практически отсутствует: при $\lambda = 3 \cdot 10^{-2}$ см ($N_{c0} \approx 10^{16}$ см⁻³), $p = 10^2$ Торр и $\theta = 10^{-1}$ имеем $N_{\max} \approx 3 \cdot 10^{15}$ см⁻³, $\Delta T_m \approx 10^\circ\text{K}$.

2.2. Волна пробоя

в поле плоской электромагнитной волны

Более детальный анализ параметров волны пробоя может быть выполнен в рамках одномерной модели, описывающей динамику разряда в плоской электромагнитной волне. Формирование движущегося фронта ионизации в этом случае может быть обусловлено пространственной неоднородностью газа или начального распределения плазмы и экранировкой поля в образующейся плазме. Благодаря относительной простоте в рамках одномерной модели удается рассчитать влияние на динамику разряда процессов диффузии плазмы и отражения от нее падающей электромагнитной волны. Полученные в этом приближении результаты позволяют в некоторых случаях приобрести более подробную (чем в разд. 2.1) информацию о развитии разряда в сфокусированном волновом пучке.

Наиболее полное решение интересующей нас задачи можно построить в том случае, когда образующаяся в разряде плазма достаточно разрежена ($|\epsilon-1| \ll 1$, $\alpha_e N \ll \nu_n$) и воздействие ее на поле сводится к геометрическому поглощению [13]. В этом случае уравнения, описывающие динамику волны пробоя,

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + \gamma(u) n, \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\nu}{2c} n u,$$

сводятся к одному уравнению Колмогорова-Петровского-Пискунова (КПП) [63]:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = D \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} + F(W). \quad (2.26)$$

Здесь D - коэффициент диффузии, $u = |E|/E_c$ - безразмерная амплитуда высокочастотного поля, $\gamma(u) = \nu_i - \nu_n$, $\gamma(1) = 0$, $W(z, t) = (\nu/2c) \int_{-\infty}^z n(\xi, t) d\xi$, $F(W) = G(u_0) - G(u_0 e^{-W})$, $G(u) = \int u^{-1} \gamma(u) du$, $u_0 = \frac{E_0}{E_c}$ - амплитуда падающей электромагнитной волны. Если в начальный момент времени плазма пространственно локализована, то эволюция полного числа электронов N_Σ на единицу площади поперечного сечения разряда описывается обыкновенным дифференциальным уравнением первого порядка:

$$\frac{df}{dt} = F(f), \quad (2.27)$$

$$N_\Sigma = \frac{2c}{\nu} N_c f(t), \quad f(t) = W(\infty, t).$$

Это уравнение в случае монотонно растущей зависимости $\gamma(u)$ имеет одно устойчивое состояние равновесия $f_s(u_0)$ ($F(f_s) = 0$, $f_s > 0$). Поэтому, независимо от начальных условий, в плазме разряда, развившегося в поле электромагнитной волны надпороговой амплитуды $u_0 > 1$, содержится вполне определенное количество электронов $N_\Sigma(u_0)$. Соответственно полное поглощение падающей электромагнитной волны в развившемся разряде определяется также только надпороговостью этой волны u_0^* .

* Амплитуда прошедшей через плазму волны равна $u_s = u_0 \exp(-f_s)$

В бездиффузионном приближении ($D \rightarrow 0$) уравнение (2.26) элементарно интегрируется*:

$$\begin{aligned} W(z, t) &= f\left(t + \int \frac{dz}{v(z)}\right), \\ n(z, t) &= \frac{2c}{v(z)} f'\left(t + \int \frac{dz}{v(z)}\right). \end{aligned} \quad (2.28)$$

Здесь через f' обозначена первая производная функции f по ее аргументу, а скорость распространения волны пробоя $v(z)$ определяется начальными условиями:

$$v(z) = \frac{2c F [W_0(z)]}{\nu n_0(z)}, \quad (2.29)$$

где $n_0(z) = n(z, 0)$, $W_0(z) = W(z, 0) = \int_{-\infty}^z n_0(\xi) d\xi$. В частности, при малой плотности "заправочной" плазмы ($W_0(z) \ll 1$) скорость фронта ионизации пропорциональна характерному масштабу неоднородности $\ell(z) = \int_{-\infty}^z n_0(\xi) d\xi / n_0(z)$; $v = \gamma(u_0)\ell$. В соответствии с (2.28) в каждом сечении z , если плотность "заправочной" плазмы достаточно мала ($W_0(z) < \ell n u_0$), ионизация газа с течением времени замедляется, а затем сменяется распадом плазмы вследствие снижения амплитуды поля. Максимальное значение электронной концентрации $n_m(z)$, достигающееся в данном сечении z , зависит не только от амплитуды падающей волны, но и от начальных условий:

$$n_m(z) = \frac{2c}{v(z)} F(\ell n u) = \frac{2c}{\nu \ell} \int_1^{u_0} \frac{\gamma(u)}{u \gamma(u_0)} du. \quad (2.30)$$

Интересно отметить, что с уменьшением частоты прилипания ν_a полное число электронов в разряде неограниченно возрастает, а их максимальная концентрация остается конечной

$$\text{(при } \nu_a \rightarrow 0 \quad n_m \rightarrow \frac{2c}{\nu} \int_0^{u_0} u^{-1} \nu_i(u) du \text{).}$$

Влияние диффузии на динамику разряда сказывается только в том случае, если характерный масштаб неоднородности "заправочной" плазмы ℓ достаточно мал: $\ell \leq \ell_d = \sqrt{D/\gamma(u_0)}$. В этом случае диффузия ограничивает возможные значения ско-

* Для частного случая $\gamma(u) = \nu_0(u^p - 1)$ соответствующие решения приведены в явном виде и исследованы в работе [13].

рости распространения волны пробоя снизу величиной $v_d = 2 \sqrt{D} \gamma(u_0)$, и в соответствии с результатами общего анализа уравнения КПП (2.26) можно утверждать, что при начальных условиях, отвечающих в бездиффузионном приближении значениям $v < v_d$, с течением времени формируется стационарная волна пробоя: $W(z, t) \rightarrow W_d(z + v_d t)$. Полное число электронов на единицу площади поперечного сечения этой волны пробоя, как уже отмечалось, определяется только амплитудой падающей волны (т.е. не зависит от диффузии): $N_z = (2c/\nu) \cdot N_c f_s(u_0)$. Максимальное же значение концентрации электронов можно оценить на основании (2.30), полагая $v = v_d$.

Приведенные выше решения могут быть использованы и для описания динамики волны пробоя в условиях, когда постоянная электронной лавины γ и в отсутствие плазмы зависит от продольной координаты z вследствие неоднородности газа или амплитуды поля (например, в сфокусированном пучке электромагнитных волн) в пространстве. Основные параметры разряда в этом случае будут локально определяться выражениями (2.27) - (2.30), если в течение интересующего нас времени развития пробоя τ неоднородность невозмущенного распределения $\gamma_0(z)$ на масштабе l неоднородности "заправочной" плазмы не успевает проявиться, т.е.

$$\frac{L_z}{\gamma_0 \tau} \gg l, \quad (2.31)$$

где $L_z = |\gamma_0 / (d\gamma_0/dz)|$ - характерный масштаб неоднородности распределения $\gamma_0(z)$.

Если $\gamma_0 = \gamma_0(z)$, а начальная плотность плазмы n_0 однородна (условие (2.31) не выполнено) и достаточно мала, то на первой стадии пробоя (пока плазма не влияет на поле) возможно образование уже сильно неоднородной плазмы ($n = n_1(z)$) с масштабом $l \sim L_z / \ln(n_1/n_0)$ (см. разд. (2.1)). Эта плазма может рассматриваться как "заправочная" на второй стадии развития разряда. Как нетрудно понять, неоднородность $\gamma_0(z)$ на второй стадии пробоя будет несущественна в течение времени нарастания плотности плазмы $\tau_1 \sim \ln(n_m/n_1) / \gamma_0$, если $\ln(n_1/n_0) \gg \ln(n_m/n_1)$. В этом случае скорость фронта ионизации v и максимальную плотность плазмы n_m в разряде можно оценить на основании (2.29), (2.30):

$$v = L_z \gamma_0 / \ln(n_m/n_0),$$

$$n_m \approx \frac{2c}{\nu L_\gamma} \int_1^{u_0} \frac{\gamma(u)}{u \gamma(u_0)} du \ln \frac{n_m}{n_0}. \quad (2.32)$$

Если амплитуда падающей волны не слишком велика, так что $\ln(n_m/n_0) \gg \gamma(u)/|\gamma(0)|$, то неоднородность $f_0(z)$ на второй стадии будет несущественна также и в течение времени распада плазмы $\tau_z \sim 1/|\gamma(0)|$. В этом случае на основании решения задачи о динамике пробоя в плоской электромагнитной волне можно определить не только скорость \mathcal{V} и максимальную концентрацию плазмы n_m (см. (2.32)), но и полное число электронов на единицу площади поперечного сечения разряда:

$$N_\Sigma = \frac{2c}{\nu} N_c f_s(u_0),$$

т.е. полное ослабление амплитуды поля в плазме разряда ($u_s = u_0 \exp(-f_s)$). Поскольку f_s убывает с уменьшением $\gamma(u_0)$, полученный результат позволяет предсказать рождение новой волны ионизации в области больших значений $f_0(z)$ (например, в фокусе волнового пучка) в тот момент, когда первая волна подойдет к границе разрядной области (где $f_0(z) \rightarrow 0$). Такие вторичные волны ионизации неоднократно наблюдались при численном моделировании пробоя газа в сфокусированном пучке электромагнитных волн (см. разд. 2.3).

Следует отметить, что проведенный в работе [64] сравнительный анализ результатов приближенной аналитической теории [13], численных расчетов [65] и экспериментальных исследований [46, 47] динамики пробоя газа в поле электромагнитной волны свидетельствует о хорошем соответствии изложенной выше упрощенной модели описания разряда и ее основных результатов реальным процессам.

Использованное выше основное приближение, связанное с разреженностью образующейся разрядной плазмы ($|z-1| \ll 1$), нарушается, как нетрудно установить на основании (2.30), если малы частота столкновений ν электронов с нейтралами или масштаб неоднородности "затравочной" плазмы. В первом случае ($\omega \ell/c \gg 1, \nu \ell/c \sim 1$) пространственное распределение плазмы в волне пробоя остается плавным в масштабе длины падающей электромагнитной волны. Поэтому увеличение плотности плазмы в разряде при уменьшении частоты столкновений приводит в первую очередь не к отражению падающей волны от плазмы, а к изменению ее групповой скорости в плазме. Во втором же случае в результате возрастания плотности

плазмы, обусловленного уменьшением масштаба l , становится существенным отражение падающей электромагнитной волны от плазмы. Расчет основных параметров разряда в этих случаях может быть значительно упрощен, если ограничиться анализом стационарной волны пробоя, когда $n(x, t) = n(x + vt)$, $v = \omega \rho \text{ const}$, и пренебречь объемными потерями электронов* в разряде [66], полагая $\gamma(u) = \gamma_0 (u/u_0)^\beta$, $\gamma = \text{const}$.

Структура бездиффузионной волны пробоя в системе отсчета, связанной с ее фронтом, описывается при этом уравнениями

$$l \frac{dn}{d\xi} = \left(\frac{u}{u_0} \right)^\beta n, \quad (2.33)$$

$$\frac{d^2 E}{d\xi^2} + \kappa^2 (1 - n - i n \nu / \omega) E = 0. \quad (2.34)$$

Здесь $\xi = z + vt$, $l = v/\gamma_0$. В случае слабого отражения ($\kappa l \gg 1$) из (2.34) можно получить уравнение первого порядка для амплитуды u , описывающее геометрическое поглощение:

$$\frac{d}{d\xi} (u^2 \sqrt{1-n}) = -\frac{\nu}{c} n u^2. \quad (2.35)$$

Система уравнений (2.33), (2.35) имеет первый интеграл

$$\left(\frac{u}{u_0} \right)^\beta (1-n)^{\beta/4} = 1 - \frac{2\nu\beta}{c l (\beta+2)} \left[1 - (1-n)^{(\beta+2)/4} \right], \quad (2.36)$$

что позволяет, в принципе, свести задачу о структуре волны пробоя к квадратурам. Максимальное значение плотности плазмы n_m в разряде достигается при $\xi \rightarrow \infty$, где $u \rightarrow 0$, и находится непосредственно из уравнения (2.36):

$$(1 - n_m)^{(\beta+2)/4} = 1 - \frac{(\beta+2)c}{2\nu\beta l}. \quad (2.37)$$

Можно показать, что ВКБ-приближение (2.35) будет справедливо, пока $\kappa l \sqrt{1-n_m} \gg 1$. Это означает, что в рассматриваемом случае ($\kappa l \gg 1$) выражение (2.37) можно использовать для оценки максимальной концентрации электронов в разряде

* Заметим, что при уменьшении частоты прилипания ν_n плотность плазмы в разряде согласно (2.30) монотонно возрастает, т.е. при $\nu_n \rightarrow 0$ эффекты, связанные с изменением групповой скорости электромагнитной волны и ее отражением, проявляются наиболее сильно.

до ее значений, очень близких к критическому. В пределе $k\ell \rightarrow \infty$, $\nu\ell/c \rightarrow (\beta+2)/2\beta$ решение уравнений (2.33), (2.35) можно представить в явном виде:

$$n = \begin{cases} ch^{-2}(\xi/2\ell), & \xi < 0 \\ 1 & \xi > 0 \end{cases}, \quad (2.38)$$

$$u/u_0 = \begin{cases} |\text{th}(\xi/2\ell)|^{1/2\beta}, & \xi < 0 \\ 0 & \xi > 0. \end{cases}$$

Параметры стационарной волны пробоя в случае существенного отражения ($k\ell \ll 1$) можно оценить, полагая ее передний фронт абсолютно резким [66]. При этом распределение амплитуды электрического поля в пространстве легко находится из уравнения (2.34). В частности, в плазме

$$u = u_0 T e^{-\varphi\xi}, \quad (2.39)$$

где $\xi = 0$ отвечает положению фронта ионизации, $T = 2/|1 + \sqrt{\epsilon_m}|$ — абсолютное значение коэффициента прохождения, $\varphi = k | \Im m \sqrt{\epsilon_m} |$, $\epsilon_m = 1 - n_m^2 (1 + i\nu/\omega)$. Анализируя возможные структуры волны пробоя при таком распределении поля, можно прийти к выводу о том, что величина T^{β} должна быть порядка $\beta\varphi\ell$ (если $T^{\beta} \gg \beta\varphi\ell$, то $n_m - n \ll n_m$ при $\xi = 0$). Таким образом, максимальная концентрация плазмы в волне пробоя с заданной скоростью v определяется выражением

$$|\Im m \sqrt{\epsilon_m}| |1 + \sqrt{\epsilon_m}|^{\beta} \sim 2^{\beta} \chi_0 / (\beta k v). \quad (2.40)$$

Можно предполагать, что влияние диффузии на динамику разряда и при образовании плотной плазмы, как и в рассмотренном ранее случае разреженной плазмы, сводится главным образом к ограничению снизу возможных скоростей распространения волны пробоя. При этом в случае сильной пространственной локализации "затравочной" плазмы реализуется стационарная волна пробоя с минимальным возможным значением скорости v_d . В безотражательном режиме ($k(D/\chi_0)^{1/2} \gg 1$) минимальное значение скорости волны пробоя определяется по-прежнему выражением $v_d = 2\sqrt{D\chi_0}$. В случае же существенного отражения, реализуемемся при $k\sqrt{D/\chi_0} \ll 1$, согласно результатам работы [66], $v_d = 2\sqrt{D\chi_0} (1 + R)^{\beta/2}$, где $R = |1 - \sqrt{\epsilon_m}| / |1 + \sqrt{\epsilon_m}|$ — модуль коэффициента отражения. Данные предположения в работе [66] были подтверждены численными расчетами, в которых решалась нестационарная задача динамики пробоя в плоской электромагнитной волне.

2.3. Пространственно-временная картина развития разряда в сходящемся волновом пучке (результаты численного моделирования)

2.3.1. Пучок, описываемый параболическим уравнением

Ниже приведены результаты численного интегрирования системы уравнений, описывающих динамику неравновесного разряда в сходящемся квазиоптическом пучке (см. работы [3,4,14,22]) *.

В качестве основных процессов, управляющих балансом электронов, принимались ионизация электронным ударом и прилипание. Разность частот этих процессов $\nu_i - \nu_a$, как и в предыдущих главах, рассматривалась как заданная функция амплитуды поля $|E|$:

$$\nu_i - \nu_a = \nu_a (|E/E_c|^p - 1) \quad (\nu_a, E_c = \text{const}).$$

Предполагалось, что наличие в газе необходимых для пробоя затравочных электронов обеспечивается действием слабого стороннего источника ионизации. Записанное в указанных предположениях уравнение баланса электронов

$$\frac{\partial \tilde{n}}{\partial t} = (|E|^p - 1)\tilde{n} + \tilde{n}_0 \quad (2.41)$$

решалось на ЭВМ совместно с параболическим уравнением для "медленной" комплексной амплитуды поля осесимметричного параксиального пучка

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial r} \right) - 2i \left(\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} + \rho \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} \right) = \left(1 + i \frac{\nu}{\omega} \right) \tilde{n} \mathcal{E}, \quad (2.42)$$

отличающимся от соответствующего стационарного уравнения (1.74) наличием добавочного члена $\rho \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t}$, учитывающего конечную скорость распространения электромагнитного возмущения. Уравнения (2.41), (2.42) записаны в тех же безразмерных переменных, что и (1.73): $t \rightarrow \nu_a t$, $r \rightarrow r/\rho_F$, $z \rightarrow z/\rho_F$, $\mathcal{E} = E/E_c$, $\tilde{n} = n k \rho_F = N/(N_c \theta^2)$. Введенное в правую часть уравнения (2.41) добавочное слагаемое \tilde{n}_0 описывает действие стороннего ионизатора и представляет собой (в используемых

* Аналогичная задача о пробое, создаваемом полем расходящегося пучка в условиях, когда основным механизмом остановки электронной лавины является рекомбинация, решалась в работе [67].

безразмерных переменных) стационарное значение электронной концентрации в отсутствие поля. Коэффициент ρ в уравнении (2.42) равен отношению времени запаздывания электромагнитного возмущения на длине фокальной области l_F к характерному времени задачи ν_0^{-1} : $\rho = \nu_0 l_F / c$.

Скалярное параболическое уравнение (2.42), справедливое при выполнении условий $kl_F \gg 1$, $N \ll N_c$ ($\tilde{n}_0 \ll kl_F$), позволяет учесть явления поглощения, дифракции и рассеяния на малые углы, но не описывает эффектов мелкомасштабного расслоения разряда в направлении вектора электрического поля (см. далее разд. 3). Поэтому система уравнений (2.41), (2.42) правильно описывает динамику реального разряда в той области параметров, где указанные эффекты подавляются процессами диффузии и рекомбинации (не существенными, однако, на масштабах разряда в целом).

Граничные и начальные условия к уравнению (2.42), как и в соответствующей стационарной задаче (см. разд. 1.6) задавались, исходя из того, что невозмущенный пучок является гауссовым и фокусируется на расстоянии z_F от границы:

$$\mathcal{E}(z=0) = \frac{\mathcal{E}_F}{\sqrt{1+z_F^2}} e^{-\zeta^2}, \quad \zeta = \frac{1}{2(1+z_F)}, \quad \mathcal{E}(t=\tau_0) = 0, \quad (2.43)$$

$$\tilde{n}(t=0) = \tilde{n}_0, \quad \mathcal{E}(t=0) = \mathcal{E}_0(r, z). \quad (2.44)$$

Здесь $\mathcal{E}_0(r, z)$ - решение уравнения (2.42) с граничными условиями (2.43) при $\tilde{n} = \tilde{n}_0$, $\rho = 0$.

Численные расчеты проводились для значений параметров: $\nu_0 = 6$, $\beta = 4$, $\rho = 1$, $z_F = 1$, $\mathcal{E}_F^2 = 2$, $\tilde{n}_0 = 10^{-1}$ и 10^{-4} , $\tilde{\nu} = \nu/\omega = 0,2$ и 3 . Результаты представлены на рис. 8 - 12 в виде графиков радиального и осевого распределений концентрации \tilde{n} и амплитуды поля $|\mathcal{E}|$ для различных моментов времени t .

На начальном этапе эволюции ($t \ll 1$) в области, где невозмущенное поле превышает пробойное значение ($|\mathcal{E}| > 1$), происходит быстрый ("лавинообразный") рост электронной концентрации, скорость которого максимальна в фокусе пучка. При $t \gg 1$ рост концентрации в фокусе и его окрестности, вследствие снижения амплитуды поля, прекращается и максимум \tilde{n} начинает перемещаться от фокуса навстречу пучку. При достаточно больших t ($t \gg 10$) превышение амплитуды над пробойным значением, в согласии с основной предпосыл-

кой стационарной модели разд. 1, всюду становится незначительным, благодаря чему эволюция разряда на этих временах сильно замедляется (и требует для своего описания весьма больших затрат машинного времени).

При малой частоте соударений ($\tilde{\nu} = 0,2$) в окрестности фокуса вслед за первым генерируются вторичные, более слабые, солитоноподобные всплески ионизации, также перемещающиеся навстречу пучку и при больших t практически останавливающиеся. При малой начальной концентрации ($\tilde{n}_0 = 10^{-4}$) фронт ионизации (область повышенных значений \tilde{n}) имеет форму удлиненной чаши, обращенной выпуклостью в направлении перемещения, т.е. навстречу падающему излучению (см. рис. 11; напомним, что радиальный (ρ_F) и осевой (l_F) масштабы на рисунках существенно различны: $\rho_F \ll l_F$).

В случае высоких частот соударений ($\tilde{\nu} = 3$), когда рефракция в пучке несущественна и экранирование поля обуслов-

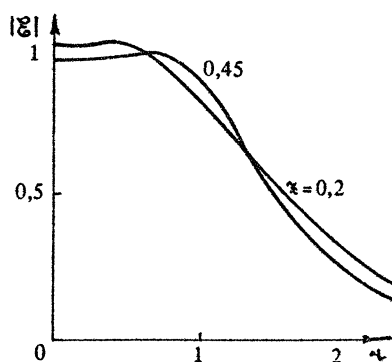
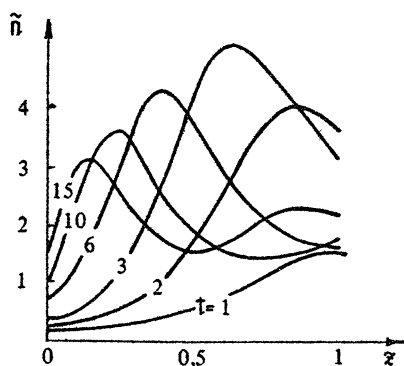
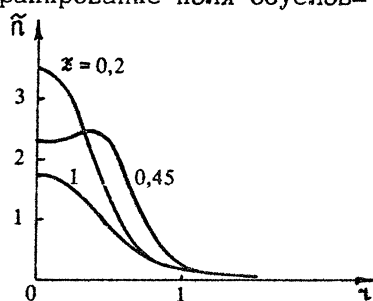
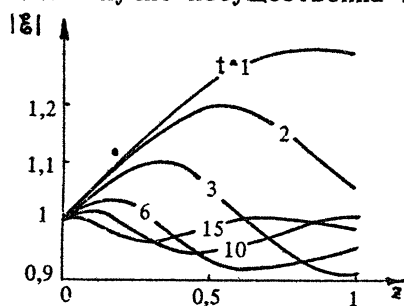
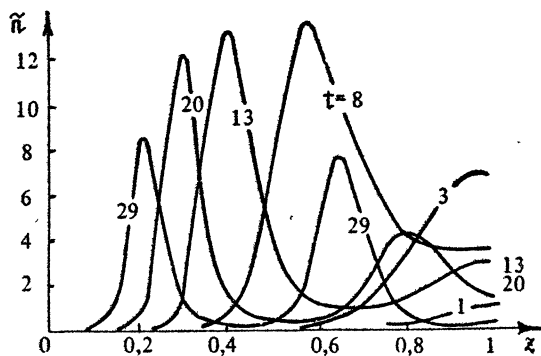


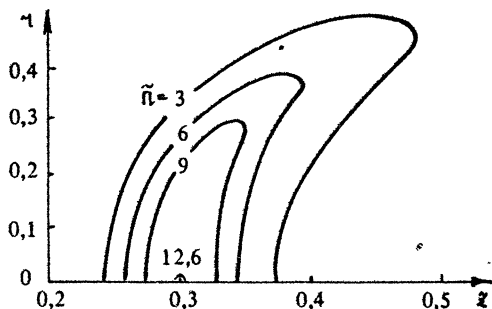
Рис. 8. Эволюция осевых распределений поля и плотности плазмы в пучке при $\tilde{n}_0 = 10^{-4}, \tilde{\nu} = 0,2$

Рис. 9. Радиальные профили плотности плазмы и амплитуды поля при $t = 10, \tilde{n}_0 = 10^{-4}, \tilde{\nu} = 0,2$

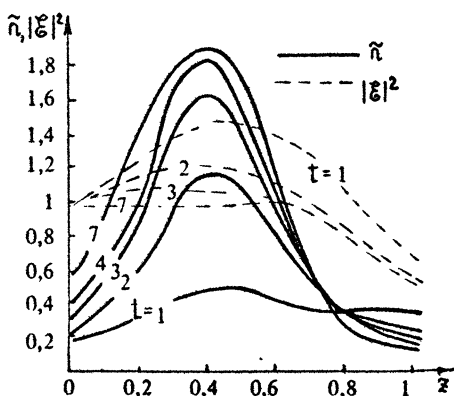
Р и с. 10. Эволюция осевого распределения плотности плазмы в пучке при $\tilde{n}_0 = 10^{-4}$, $\tilde{\omega} = 0,2$



Р и с. 11. Линии $\tilde{n} = \text{const}$ при $t = 20$, $\tilde{n}_0 = 10^{-4}$, $\tilde{\omega} = 0,2$



Р и с. 12. Эволюция осевых распределений поля и плотности плазмы при $\tilde{n}_0 = 10^{-1}$, $\tilde{\omega} = 3$



лено поглощением, эволюция разряда является более гладкой и при использованных в расчетах значениях параметров не сопровождается появлением вторичных максимумов ионизации (см. рис. 12).

Количественные значения электронной концентрации в первом максимуме находятся в удовлетворительном согласии с качественными оценками, полученными в разд. 2.1 (в области применимости последних). Действительно, при $\tilde{\nu} = 0,2$ согласно (2.23) максимальное значение концентрации

$$\tilde{n}_{\max} = \frac{N_{\max}}{N_c \theta^2} \approx \nu_n \frac{\tilde{n}_{\max}}{\tilde{n}_0}, \quad (2.45)$$

откуда для значений $\tilde{n}_0 = 10^{-1}$ и 10^{-4} получаем соответственно $\tilde{n}_{\max} = 3,5$ и $\tilde{n}_{\max} = 11,5$. Соответствующие величины, определяемые по данным численного расчета (см. рис. 8, 10): $\tilde{n}_{\max} = 5$ и $\tilde{n}_{\max} = 13,6$.

При $\tilde{\nu} = 3$, $\tilde{n}_0 = 10^{-1}$ оценка (2.23) дает большую ошибку, так как определяемое ею значение концентрации ($\tilde{n}_{\max} \approx 1/3$) не удовлетворяет использованному при ее получении условию $\nu_n (\tilde{n}_{\max} / \tilde{n}_0) \gg 1$. В лучшем согласии с данными численного расчета для этого случая находятся предсказания стационарной модели (разд. 1.6), дающей для средней по сечению пучка концентрации оценку $\bar{n}_{\max} \approx \theta^2 / \tilde{\nu} \approx \theta^2 / 3$. Оценивая эту величину по данным, представленным на рис. 12 (с учетом того, что ширина радиального профиля поля l примерно в 2 - 2,5 раза больше ширины профиля концентрации b), находим $\bar{n}_{\max} \approx \theta^2 \tilde{n}_{\max} (b/l)^2 \approx (0,3 \div 0,5) \theta^2$.

2.32. Пучок с заданными лучевыми трубками

Численные расчеты эволюции поля и плазмы проводились также на модели разряда в пучке с заданными лучевыми трубками [15]. Эта модель не описывает рефракции лучей, но позволяет учесть, наряду с поглощением, также и отражение волны в обратном направлении. Параболическое уравнение для амплитуды (2.42) заменяется в ней на уравнение Гельмгольца

$$\frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial z} \left(S \frac{\partial E}{\partial z} \right) + \kappa^2 (1 - n - i\tilde{\nu} n) E = 0 \quad (2.46)$$

с заданной зависимостью сечения лучевой трубки $S \sim 1 + (z'/l_f)^2$ от продольной координаты z ($n = N/N_c$, $\tilde{\nu} = \nu/\omega$, $\kappa = \omega/c$, $z' = z_f - z$; членом с производной $\partial E / \partial t$ здесь пренебрегаем, полагая,

что время установления поля мало по сравнению с временем $(\nu_i - \nu_R)^{-1}$.

Система уравнений (2.41), (2.46) решалась на ЭВМ с граничными условиями, задаваемыми по разные стороны от области пробоя $0 < z < L$ в виде условий излучения для полей отраженной и прошедшей волн:

$$\begin{aligned} z=0: \quad \frac{\partial}{\partial z} (E - E_i) &= ik (E - E_i), \quad \frac{\partial E_i}{\partial z} = -ik E_i, \quad |E_i| = E_0, \\ z=L: \quad \frac{\partial E}{\partial z} &= -ik E. \end{aligned} \quad (2.47)$$

Здесь E_0 — амплитуда падающей волны на входе в систему. Расстояния от входной и выходной границ до фокальной плоскости $z = z_F$ выбирались достаточно большими ($\kappa z_F = 5 + 20$, $\kappa(L - z_F) = 5 + 10$), так что амплитуда поля на обеих границах всегда оставалась ниже пробойной величины E_c , а концентрация мало отличалась от заграбочной. Начальные условия задавались аналогично (2.44): при $t = 0$ $n = N/N_c = n_0$; $E = E_1(z)$ — решение уравнения (2.46) с граничными условиями (2.47) при $n = n_0$.

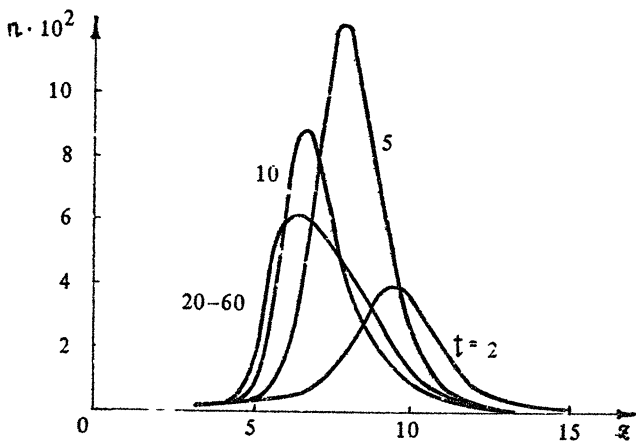
Результаты расчетов для значений параметров $\beta = 4$, $n_0 = 10^{-2}$, 10^{-3} , $\tilde{\nu} = 0,3 + 3$, $\kappa l_F = 1 + 10$, $\kappa z_F = 5 + 20$, $E_0/E_c = 0,6$, $E_F/E_c = 1,34 + 5,1$ представлены на рис. 13-17. Обозначения z и t на графиках соответствуют безразмерным переменным κz и $\nu_0 t$. Пунктирными кривыми изображены стационарные решения $n = n_s(z)$ системы (2.41), (2.46) при $n_0 \rightarrow 0$. Эти решения определялись путем численного интегрирования уравнения

$$\frac{1}{S} \frac{d}{dz} (S \sqrt{1 - n_s}) = \frac{\nu}{c} n_s \quad (z < z_F) \quad (2.48)$$

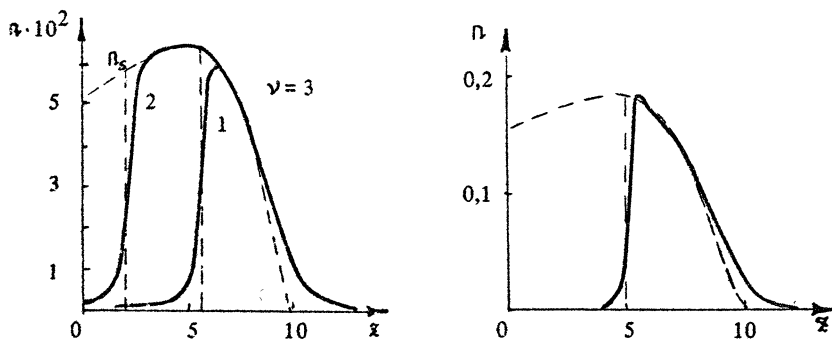
(с граничным условием $n_s(z_F) = 0$), получаемого из условия $|E| = E_c$. В предельных случаях слабого и сильного поглощения нетрудно записать аналитическое решение этого уравнения. При сильном поглощении ($n_{s \max} = (\kappa l_F \tilde{\nu})^{-1} = c/\nu l_F \ll 1$) из уравнения (2.48) получаем

$$n_s = \frac{c}{\nu S} \frac{dS}{dz} = \frac{1}{\tilde{\nu} \kappa l_F} \frac{2z'/l_F}{1 + (z'/l_F)^2}, \quad (2.49)$$

где $z' = z_F - z$ — расстояние от фокуса. При слабом поглощении ($c/\nu l_F \gg 1$) в фокальной области ($z' \leq l_F$) правую часть



Р и с. 13. Эволюция разряда в пучке с заданными лучевыми трубками;
 $n_0 = 10^{-3}$, $\tilde{\nu} = 3$, $\kappa \rho_F = 5$, $\kappa z_F = 10$, $E_F/E_c = 1,34$



Р и с. 14. Кривые $n(z)$; $n_0 = 10^{-3}$, $\kappa \rho_F = 5$, $\kappa z_F = 10$, $t = 40$; 1 — $E_F/E_c = 1,34$; 2 — $E_F/E_c = 1,9$; пунктир — стационарное решение при $n_0 = 0$, обрываемое при $E_F/E_c = 1,34$ и $E_F/E_c = 1,9$ в точках $z_1 = 5,5$ и $z_2 = 1,9$ соответственно

Р и с. 15. Кривые $n(z)$; $n_0 = 10^{-3}$, $\tilde{\nu} = 1$, $\kappa \rho_F = 5$, $\kappa z_F = 10$, $E_F/E_c = 1,34$, $t = 40$; пунктир — стационарное решение при $n_0 = 0$, обрываемое при $E_F/E_c = 1,34$ в точке $z_1 = 5$

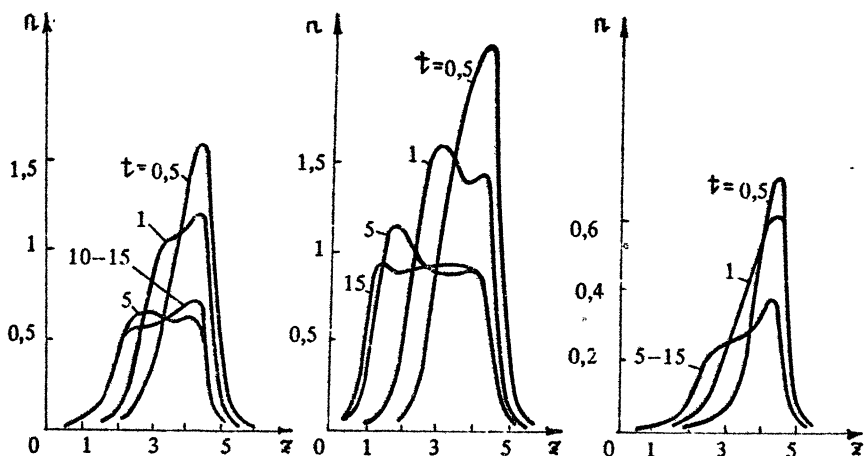


Рис. 16. Кривые $n(z)$; $n_0 = 10^{-2}$, $\kappa l_F = 1$, $\kappa z_F = 5$, $E_F/E_C = 3,12$; а - $\zeta = 1$, б - $\zeta = 0,3$; в - $\zeta = 3$

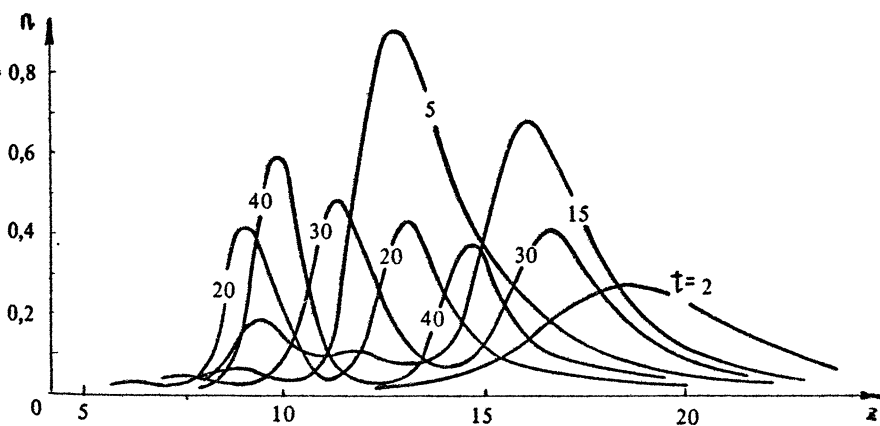


Рис. 17. Кривые $n(z)$; $n_0 = 10^{-2}$, $\zeta = 0,3$, $\kappa l_F = 10$, $\kappa z_F = 20$, $E_F/E_C = 1,34$

(2.48) можно положить равной нулю; при этом

$$n_s = 1 - \frac{S^2(z_F)}{S^2(z)} = 1 - \left[1 + \left(\frac{z'}{l_F} \right)^2 \right]^{-2}. \quad (2.50)$$

Решения (2.49), (2.50) должны быть оборваны в фокальной плоскости $z = z_F$ и на некоторой границе $z = z_0 < z_F$, положение которой определяется амплитудой падающей волны (см.

разд. 1.2); при $x > x_F$ и $x < x_0$, $|E| < E_c$ и $n = 0$.

Поскольку используемая модель не учитывает рефракции, она может дать правильное качественное описание эволюции разряда в свободном пучке лишь при достаточно больших частотах соударений $\tilde{\nu} \gg 1$, когда ослабление поля в основном обусловлено поглощением волны (см. разд. 1.6, 2.1). Поэтому непосредственное отношение к такому разряду имеет лишь часть представленных данных ($\tilde{\nu} = 3$ и $\tilde{\nu} = 1$). Расчеты, относящиеся к случаю малых $\tilde{\nu} = 0,3$, дают представление о характере эволюции разряда в волноводных каналах с заданным законом изменения поперечного сечения. Поскольку основные факторы, определяющие воздействие плазмы на поле, в любых системах с заданными лучевыми трубками одни и те же (поглощение и отражение), приведенные данные (в особенности, относящиеся к случаю короткофокусного пучка с $k l_F = 1$) позволяют судить о реализуемости и характере процесса установления симметричных (радиально-лучевых) стационарных решений, найденных в разд. 1.2.

Анализ полученных результатов позволяет выделить условно две характерные области значений параметров $\tilde{\nu}$ и $k l_F$, которым соответствуют два различных типа эволюции разряда

1) большие $\tilde{\nu}$ и малые $k l_F$ (рис. 13 - 16) - на больших временах разряд приближается здесь к стационарному состоянию, описываемому функцией $n_s(z)$;

2) малые $\tilde{\nu}$ и большие $k l_F$ (рис. 17) - в разряде происходит квазипериодическая генерация ионизационных всплесков, зарождающихся вблизи фокуса, перемещающихся навстречу пучку и исчезающих в области, где поле становится ниже пробойного.

3. НЕУСТОЙЧИВОСТИ РАЗРЯДА В ВОЛНОВЫХ ПОЛЯХ

Рассмотренные в предыдущем разделе "гладкие" крупномасштабные структуры (с размером неоднородности, существенно превышающим длину электромагнитной волны) могут разрушаться различными ионизационными неустойчивостями, способными привести к их дроблению и распаду на отдельные мелкомасштабные образования. По своей физической природе эти неустойчивости могут быть разбиты на два класса:

1) ионизационно-полевые, или электродинамические, - обусловленные увеличением амплитуды поля в областях возраста

ния электронной концентрации и представляющие собой своеобразные ионизационные аналоги известных параметрических неустойчивостей бесстолкновительной плазмы в переменном поле; 2) ионизационно-кинетические - хорошо известные для разрядов в статических полях и связанные с изменением скорости элементарных процессов в газе при передаче энергии горячих электронов различным степеням свободы молекул.

В данном разделе исследуются ионизационные неустойчивости простейших (однородных) моделей разряда по отношению к возмущениям различных типов; анализируется роль основных стабилизирующих факторов (в том числе и пространственной ограниченности разряда); обсуждаются условия возникновения различных форм разряда, отвечающих различным типам его мелкомасштабного дробления.

3.1. Общее дисперсионное уравнение для ионизационно-полевых неустойчивостей

Рассмотрим (базируясь в основном на результатах работ [16 - 20]) неустойчивости однородного самостоятельного разряда, поддерживаемого в холодном газе полем бегущей плоской электромагнитной волны. Полагая, что частота волны ω велика по сравнению с частотой соударений электронов ν , будем рассматривать плазму разряда как непоглощающую среду с действительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 1 - N/N_c = 1 - \nu > 0$. Данная однородная модель без поглощения позволяет выявить неустойчивости реального разряда по отношению к возмущениям с характерным масштабом, меньшим длины затухания волны. Аналогичная задача, но для противоположного предельного случая $\nu \gg \omega$, $\text{Re } \epsilon = 1$ и частного вида возмущений (длинноволновая модуляция в продольном направлении) рассматривалась в работе [33]. Некоторые обобщения для случая несамостоятельного разряда (с сильным сторонним источником ионизации) проводились в работах [68, 69].

Будем исходить из векторного волнового уравнения для медленно меняющейся во времени комплексной амплитуды электрического поля $\vec{E}(\vec{r}, t)$ - см. (2.1) - (2.3):

$$\Delta \vec{E} + \nabla \left(\frac{1}{\epsilon} \vec{E} \nabla \epsilon \right) + \frac{\omega^2}{c^2} \left(\epsilon \vec{E} - \frac{2i}{\omega} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) = 0 \quad (3.1)$$

и уравнения баланса электронов

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \Delta N + (\nu_i - \nu_a) N - \alpha_r N^2, \quad (3.2)$$

в котором, как и прежде, полагаем $\nu_i = \nu_i(|\vec{E}|, \vec{D}, \nu_a, \alpha_r = \text{const}$ Удерживаемый в уравнении (3.1) член с производной $\partial \vec{E} / \partial t$ необходим для описания неустойчивостей, связанных с процессами вынужденного рассеяния волн (см. далее разд. 3.2). Остальные содержащиеся в уравнениях (2.1), (2.2) члены с временными производными при выводе (3.1) опущены как несущественные (их учет дает лишь малые поправки к инкрементам исследуемых неустойчивостей).

Пусть в стационарном состоянии концентрация электронов поддерживается на заданном постоянном уровне $N = N_s < N_c$ полем плоской однородной волны, распространяющейся в направлении оси z :

$$\vec{E}_s = \vec{x}_0 E_0 \exp(-i\kappa\sqrt{\epsilon_s} z), \quad \kappa = \frac{\omega}{c}, \quad \epsilon_s = 1 - n_s = 1 - \frac{N_s}{N_c}. \quad (3.3)$$

Амплитуда волны E_0 связана с N_s условием стационарности

$$\nu_i(E_0) = \nu_{i0} = \nu_a + \alpha_r N_s. \quad (3.4)$$

Полагая

$$n = \frac{N}{N_c} = n_s + n_1(\vec{r}, t), \quad (\vec{x}_0 \vec{E}) = E_0 [1 + E_1(\vec{r}, t)] \exp(-i\kappa\sqrt{\epsilon_s} z), \quad (3.5)$$

приходим путем линеаризации (3.1), (3.2) к следующим уравнениям для возмущений $E_1 = u_1 + i v_1$, n_1 :

$$\Delta u_1 + 2\kappa\sqrt{\epsilon_s} \frac{\partial v_1}{\partial z} - \frac{1}{\epsilon_s} \frac{\partial^2 n_1}{\partial x^2} = \kappa^2 \left(\frac{2}{\omega} \frac{\partial v_1}{\partial t} + n_1 \right), \quad (3.6)$$

$$\Delta v_1 - 2\kappa\sqrt{\epsilon_s} \frac{\partial u_1}{\partial z} = \frac{2}{\omega} \kappa^2 \frac{\partial u_1}{\partial t}, \quad (3.7)$$

$$D \Delta n_1 + \beta \nu_{i0} n_s u_1 - \alpha_r N_s n_1 = \frac{\partial n_1}{\partial t}, \quad (3.8)$$

где $\beta = d \ln \nu_{i0} / d \ln E_0$. Рассматривая далее функции u_1, v_1, n_1 как действительные части комплексных выражений вида $u_{10} \exp(i\omega t - i\vec{x} \vec{r})$, получаем из (3.6) - (3.8) дисперсионно уравнение, связывающее временную постоянную возмущения с его волновым вектором \vec{x} :

$$(\gamma + \eta) \left[\frac{x^2}{k^2} + \frac{4k^2}{x^2} \left(\frac{\gamma}{\omega} - i \frac{x_2}{k} \sqrt{\epsilon_s} \right)^2 \right] = \beta n_s v_{i0} \left(\frac{x^2}{k^2 \epsilon_s} - 1 \right), \quad (3.9)$$

где $\eta = \alpha_n N_s + D x^2$ - декремент собственного затухания возмущений плотности. Коэффициент βn_s в правой части (3.9) можно рассматривать как параметр нелинейной связи между нормальными решениями уравнений для поля и концентрации. При $\beta n_s = 0$ корни уравнения (3.9) отрицательны или чисто мнимы ($\text{Re } \gamma < 0$, неустойчивостей нет). При $\beta n_s \neq 0$ некоторые корни приобретают положительные действительные части, т.е. разряд оказывается неустойчивым. Анализ решения дисперсионного уравнения в различных областях пространства волновых векторов \vec{x} при различных соотношениях между параметрами позволяет выявить основные типы неустойчивости, рассчитать их максимальные инкременты и характерные масштабы. В качестве обстоятельства, упрощающего в ряде случаев проведение такого анализа, оказывается возможным использовать малость параметров $v_{i0}/\omega, \eta/\omega$ (либо параметра связи βn_s). При этом необходимо учитывать ограничения, накладываемые на допустимый диапазон волновых чисел x лежащими в основе вывода (3.9) условиями локальности и мгновенности связи $v_i(|E|)$:

$$x \ll \sqrt{\delta_T} / l_{cs}, \quad |\gamma| \ll \delta_T v, \quad (3.10)$$

где δ_T - доля энергии, теряемая электроном при соударении с молекулой.

Заметим, что задание направления волнового вектора \vec{x} еще не определяет однозначно направления распространения волновых возмущений. Волна возмущения плотности $n_1 = \text{Re} [n_{i0} \exp(\gamma t - i \vec{x} \vec{r})]$, в зависимости от знака $\text{Im } \gamma$, может распространяться в одном из двух противоположных направлений $\pm \vec{x}$. Возмущение поля

$$\left\{ \text{Re} [u_{i0} \exp(\gamma t - i \vec{x} \vec{r})] + i \text{Re} [v_{i0} \exp(\gamma t - i \vec{x} \vec{r})] \right\} \exp[i(\omega t - k \sqrt{\epsilon_s} z)]. \quad (3.11)$$

в общем случае представляет собой суперпозицию двух волн с волновыми векторами $\vec{x}_0 k \sqrt{\epsilon_s} \pm \vec{x}$. Соотношение между их амплитудами зависит от величины отношения

$$\frac{v_{i0}}{u_{i0}} = \frac{2k^2}{x^2} \left(i \frac{x_2}{k} \sqrt{\epsilon_s} - \frac{\gamma}{\omega} \right). \quad (3.12)$$

Если, в частности, одна из величин v_{i0}, u_{i0} по абсолютной

величине много больше другой или если их отношение близко к действительному, амплитуды волн почти одинаковы. Если $v_{10}/u_{10} = \pm i$, одна из амплитуд равна нулю.

3.2. Вынужденное ионизационное рассеяние

3.2.1. Инкременты неустойчивости в безграничной среде

Начнем исследование решения уравнения (3.9) с наиболее простого случая малых значений параметра связи βn_s . Выражая проекции волнового вектора x_x, x_z через сферические углы ψ, φ

$$x_z = x \cos \psi, \quad x_x = x \sin \psi \cos \varphi \quad (3.13)$$

(ψ — полярный угол, образуемый вектором \vec{x} с осью z , φ — угол, образуемый проекцией \vec{x} на плоскость x , y с направлением электрического поля x), с точностью до членов первого порядка по βn_s получаем следующие выражения для корней γ

$$\gamma_{1,2} = i\tilde{\gamma}_{\pm} \pm \frac{1}{4} \beta n_s \nu_{i0} \omega \frac{i\eta + \tilde{\gamma}_{\pm}}{\eta^2 + \tilde{\gamma}_{\pm}^2} \beta, \quad (3.14)$$

$$\gamma_3 = -\eta - \beta n_s \nu_{i0} \beta G^{-1}, \quad (3.15)$$

где

$$\tilde{\gamma}_{\pm} = \omega \frac{x}{k} \left(\sqrt{\epsilon_s} \cos \psi \pm \frac{x}{2k} \right), \quad \beta = 1 - \frac{x^2}{k^2 \epsilon_s} \sin^2 \psi \cos^2 \varphi, \quad (3.16)$$

$$G = \frac{x^2}{k^2} + 4 \frac{k^2}{x^2} \left(\frac{\eta}{\omega} + i \frac{x}{k} \sqrt{\epsilon_s} \cos \psi \right)^2.$$

Из трех ветвей решения $\gamma_{1,2,3}(\vec{x})$ две (высокочастотные) ветви $\gamma_{1,2}$ являются "зеркально сопряженными": $\gamma_1(\psi) = \gamma_2^*(\pi - \psi)$ (значениям $\gamma_1(\vec{x})$ и $\gamma_2(-\vec{x})$ соответствует одно и то же волновое возмущение). Третья ветвь γ_3 симметрична по \vec{x} : $\gamma_3(\psi) = \gamma_3^*(\pi - \psi)$. Отсюда следует, что достаточно исследовать функции $\gamma_{1,2,3}(\psi)$ в области $0 < \psi < \pi/2$.

В этой области при $\eta \ll \omega$ поправки к невозмущенным значениям корней $\gamma_{2,3}$ имеют острые резонансные максимумы в окрестности точки

$$x = x_0 = 2k \sqrt{\epsilon_s} \cos \psi, \quad (3.17)$$

соответствующей выполнению условия волнового синхронизма возмущений концентрации с суммарным полем двух собственных электромагнитных волн невозмущенной системы (падающей и рассеянной под углом $\psi_r = \pi - 2\psi$). Как следует из выражения (3.14), максимум $\text{Re } \gamma_2$ достигается в точке $x = x_0 + 2\eta k^2 / (x_0 \omega)$, где

$$\gamma_2 = -i\eta(x_0) + \beta n_s v_{i0} \frac{\omega}{\delta\eta(x_0)} B(x_0). \quad (3.18)$$

$$\eta(x_0) = \alpha_r N_s + 4 D \epsilon_s k^2 \cos^2 \psi, \quad B(x_0) = 1 - \sin^2 2\psi \cos^2 \psi.$$

В области применимости этой формулы, т.е. при достаточно малых βn_s :

$$\beta n_s B \ll \delta \epsilon_s \frac{\eta}{v_{i0}} \cos^2 \psi, \quad \beta n_s B \ll \delta \frac{\eta^2}{\omega v_{i0}}, \quad (3.19)$$

инкремент неустойчивости $\text{Re } \gamma_2 \ll |\text{Im } \gamma_2|$, а величина $\text{Re } \gamma_3$ всегда отрицательна ($\gamma_3 \approx -\eta$).

Наличие максимума инкремента при значении $x \approx x_0$ характерно для неустойчивостей, связанных с процессами вынужденного рассеяния волн в среде. Здесь мы фактически также имеем дело с процессом такого рода, который естественно назвать процессом вынужденного ионизационного рассеяния. Волна параметра (резонансная решетка плотности плазмы) формируется в этом процессе благодаря возмущениям скорости ионизации и распространяется (как следует из отрицательности $\text{Im } \gamma_2$) в направлении, образующем тупой угол $\pi - \psi$ с осью x , т.е. преимущественно навстречу волне накачки. Сдвиг частоты рассеянной волны при этом положителен.

Инкремент $\text{Re } \gamma_1$ при $0 < \psi < \pi/2$ имеет максимум, аналогичный (3.18), в окрестности точки $x = 0$, где также выполняется условие синхронного взаимодействия волн (для рассеяния под малыми углами). Соответствующие крупномасштабные неустойчивости, так же как особенности поведения инкремента $\text{Re } \gamma_2$ вблизи особого направления $\psi = \pi/2$, способные представлять интерес лишь для разрядов весьма большой протяженности, здесь не рассматриваются*.

* Заметим, что для анализа крупномасштабных продольных возмущений ($\psi = 0, x \ll k$) в исходное уравнение (3.1) должен быть введен отброшенный член $\sim \partial^2 E / \partial t^2$, определяющий дисперсионное искажение сигнала. Это приводит к замене величины x^2 в квадратных скобках (3.9) на $x^2 + (v/c)^2$ и некоторым поправкам к соответствующим результатам работы [16].

Необходимо отметить, что уже на сравнительно небольших расстояниях Δz от резонансных точек $z = z_0$ и $z = 0$, превышающих, однако, ширину резонансного пика η/c , частоты возмущений $\text{Im } \gamma_{1,2}$ сильно возрастают и перестают удовлетворять исходным ограничениям (3.10). Соответствующие высокочастотные неустойчивости, очевидно, должны при этом сильно подавляться неучитывавшимися здесь эффектами инерции нагрева электронов.

Угловая зависимость инкремента $\text{Re } \gamma_2$ в плоскости, перпендикулярной электрическому полю ($\varphi = \pi/2$), полностью определяется множителем $\eta^{-1} = (\alpha_+ N_s + 4 D k^2 \epsilon_s \cos^2 \psi)^{-1}$. В случае сильной рекомбинации (малые D , большие α_+) эта зависимость выражена слабо (рассеяние почти изотропно); в случае сильной диффузии (большие D , малые α_+) инкремент сильно возрастает с приближением угла ψ к $\pi/2$. При $\varphi \neq \pi/2$, т.е. для возмущений с волновым вектором \vec{x} , имеющим отличную от нуля проекцию x_z на направление вектора \vec{E}_s , необходимо учитывать также поляризационный множитель $\beta = 1 - \sin^2 2\psi \cos^2 \varphi$, сильно снижающий величину инкремента для направлений рассеяния, близких к направлению электрического поля ($\varphi = 0$, $\varphi = \pi/4$). Характерный масштаб неустойчивости $\Lambda = 2\pi/x_0$ (расстояние между соседними стратами) близок к половине длины волны для рассеяния назад и возрастает при уменьшении угла рассеяния.

При выходе значений параметра связи βn_s за границы, устанавливаемые неравенствами (3.19), выражения для корней (3.14), (3.15), (3.18) существенно изменяются. В частности, в области

$$\delta \frac{\eta^2}{\omega \nu_{i0}} \ll \beta n_s \beta \ll \delta \frac{\omega}{\nu_{i0}} \xi_s^2 \cos^4 \psi, \quad (3.20)$$

представляющейся наиболее реалистической для основной зоны углов рассеяния, вблизи точки $z = z_0$ ($|z - z_0| \ll x_0 \sqrt{\beta n_s \beta \nu_{i0} / \omega}$), где инкремент $\text{Re } \gamma_2$ близок к максимальному значению, имеет

$$\gamma_{2,3} = \pm (1-i) \sqrt{\frac{1}{8} \beta n_s \omega \nu_{i0} \beta}. \quad (3.21)$$

Как видим, при значениях $\beta n_s \beta \sim 1$, обычно вполне укладывающихся в диапазон, указанный неравенствами (3.20), неустойчивость является весьма быстрой — ее инкремент существенно превышает частоту ионизации в поле волны накачки E_0 ($\text{Re } \gamma_2 \sim \sqrt{\omega \nu_{i0}} \gg \nu_{i0}$).

3.2.2. Эволюция возмущений в пространственно-ограниченном разряде

Выше мы рассмотрели "временные" неустойчивости пространственно-периодических возмущений в безграничной среде и не касались вопроса об их поведении в реальном пространственно ограниченном разряде. В данном разделе исследуется динамика процессов вынужденного рассеяния в слое конечной толщины. Анализ проводится на примере обратного рассеяния (неустойчивость встречной волны) при различных вариантах ввода затравочных шумовых возмущений. На основании полученных результатов оцениваются возможные проявления рассматриваемых эффектов в разрядах, поддерживаемых волновыми пучками различных частотных диапазонов.

Для удобства анализа будем считать, что положительное направление оси x совпадает в данном случае с направлением распространения отраженной (встречной), а не падающей волны, записывая поле последней в виде $E_s = E_0 \exp(i k \sqrt{\epsilon_s} z)$ (параметры $\epsilon_s = 1 - n_s$, E_0, ν_{i0} связаны теми же соотношениями, что и в разд. 3.2.1). Задавая сразу возмущения поля δE и плотности плазмы $\delta n = n_1$, приводящие к неустойчивости отраженной волны, в виде

$$\delta E = E_0 \tilde{E}(z, t) \exp(-i k \sqrt{\epsilon_s} z), \quad (3.22)$$

$$n_1 = \tilde{n}_1(z, t) \exp(-2i k \sqrt{\epsilon_s} z) + \text{к.с.} \quad (3.23)$$

и предполагая, что амплитуды этих возмущений \tilde{E} и \tilde{n}_1 мало меняются на длине волны $\lambda / \sqrt{\epsilon_s}$, перейдем от исходной системы (3.6), (3.7) к уравнениям для \tilde{E} и \tilde{n}_1 :

$$\frac{1}{c \sqrt{\epsilon_s}} \frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{E}}{\partial z} = i \mu_1 \tilde{n}_1, \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial \tilde{n}_1}{\partial t} + \eta \tilde{n}_1 = \mu_2 \tilde{E}. \quad (3.25)$$

Здесь $\mu_1 = k/2 \sqrt{\epsilon_s}$, $\mu_2 = \beta \nu_{i0} n_s / 2$ - коэффициенты взаимодействия, характеризующие нелинейную связь возмущений с волной накачки; $\eta = 4 D k^2 \epsilon_s + \alpha_4 N_s$ - обратное время релаксации рассматриваемых возмущений плотности.

Следуя общему методу анализа решения уравнений вида (3.24), (3.25) в ограниченных системах, неоднократно применявшемуся при исследовании других видов вынужденного

рассеяния (см., например, [70 - 72]), рассмотрим поведение возмущений внутри слоя конечной толщины ℓ ($0 \leq z \leq \ell$), пренебрегая отражением волн от границ и дополняя (3.24), (3.25) необходимыми граничными условиями.

В наиболее простом для исследования случае, когда основным источником затравочных возмущений является шумовое поле встречной волны, задаваемое на границе $z = 0$, достаточно рассмотреть периодические во времени решения уравнений (3.24), (3.25), соответствующие некоторой произвольной гармонике шумового спектра, т.е. удовлетворяющие граничному условию

$$\tilde{E}(0, t) = \tilde{E}_0 e^{i\Omega t}. \quad (3.26)$$

Очевидно, что основным для нас будет то значение Ω (сдвиг частоты рассеянного сигнала), для которого скорость роста возмущений в слое максимальна. Полагая $\tilde{E}, \tilde{n}_1 \sim e^{i\Omega t}$, находим

$$\tilde{E}(z, t) = E_0 \exp[hz + i(\Omega t - z\varphi)], \quad \tilde{n}_1 = \frac{\mu_2}{\eta + i\Omega} \tilde{E}(z, t), \quad (3.27)$$

$$h = \frac{V\Omega}{\eta^2 + \Omega^2}, \quad \varphi = \frac{\Omega^3 + \eta^2\Omega - V\eta c\sqrt{\epsilon_s}}{c\sqrt{\epsilon_s}(\eta^2 + \Omega^2)}, \quad (3.28)$$

где $V = \mu_1\mu_2 = \beta_{\rightarrow i_0} k n_s / 4\sqrt{\epsilon_s}$. Возмущения плотности и амплитуда отраженной волны нарастают в глубь слоя экспоненциально с инкрементом h , максимум которого, как следует из выражения (3.28), достигается при значении $\Omega = \eta$ и равен*

$$h_{\max} = \frac{V}{2\eta} = \frac{\beta_{\rightarrow i_0} n_s}{8\eta\sqrt{\epsilon_s}} k. \quad (3.29)$$

Таким образом, в данном случае в разряде устанавливается регулярная картина бегущих страт, интенсивность которых нарастает по мере их перемещения навстречу падающей волне. Пространственный период страт $\Lambda = \lambda / 2\sqrt{\epsilon_s}$; скорость их перемещения $v = \eta / 2k\sqrt{\epsilon_s}$ соответствует сдвигу частоты отраженной волны $\Omega = \eta$.

Полученные результаты справедливы в той области параметров, где пространственный инкремент h_{\max} и поправка к волновому числу возмущений φ малы по сравнению с самим

* Те же выражения для Ω и h_{\max} , естественно, могут быть получены из общего дисперсионного уравнения (3.11) (в рассматриваемом здесь приближении в уравнении (3.11) следует пренебречь членами порядка $(\eta/\omega)^2$).

волновым числом $k\sqrt{\epsilon_s}$. На основании (3.28) находим, что величина η при этом должна быть заключена в пределах

$$\eta_{\text{max}} \gg \eta \gg \beta \nu_{i0} n_s / \delta \epsilon_s, \quad (3.30)$$

где η_{max} — наибольшая из величин $\omega \epsilon_s$ и $\sqrt{\beta \nu_{i0} \omega n_s}$. Заметим также, что в реальной плазме с потерями результат (3.29) сохраняет силу, если величина h_{max} велика по сравнению с декрементом затухания волны $k_i = 2^{-1}(\nu/\omega)(n_s/\sqrt{\epsilon_s})k$ ($\frac{\nu}{\omega} n_s \ll \epsilon_s$). При $\nu \neq 0$ результирующий инкремент $h_{\text{max}} = h_{\text{max}} - k_i$ и усиление возмущений возможно лишь при выполнении порогового условия $\beta \nu_{i0} / \eta > \nu / \omega$.

Рассмотрим далее решение уравнений (3.24), (3.25), удовлетворяющее граничному условию (3.26) и начальным условиям

$$\tilde{E}(z, 0) = \tilde{E}_0, \quad \tilde{n}_1(z, 0) = \tilde{n}_0, \quad (3.31)$$

т.е. проанализируем переходные режимы вынужденного рассеяния. Решая задачу методом преобразования Лапласа, получим

$$\tilde{E}(z, t) = \tilde{E}_0 \exp[-\eta(t-t_0)] \theta(t-t_0) I_0(2\sqrt{iVz(t-t_0)}) + \tilde{E}_0(\eta + i\Omega)J(i\Omega) + a_1 F(\gamma_2) + b_1 F(\gamma_3), \quad (3.32)$$

$$\tilde{n}_1(z, t) = \mu_2 \tilde{E}_0 J(i\Omega) + a_2 F(\gamma_2) + b_2 F(\gamma_3). \quad (3.33)$$

Здесь введены обозначения:

$$J(\xi) = \exp[\xi(t-t_0)] \theta(t-t_0) \int_0^{t-t_0} \exp[-(\eta+\xi)\tau] I_0(2\sqrt{iVz\tau}) d\tau,$$

$$F(\xi) = \exp(\xi t) + (\eta + \xi)J(\xi),$$

$$\gamma_{2,3} = -\frac{1}{2}\eta \pm \sqrt{\frac{1}{4}\eta^2 + iVc\sqrt{\epsilon_s}},$$

$$a_1 = \frac{iVc\sqrt{\epsilon_s} \tilde{n}_0 - \gamma_3 \tilde{E}_0}{\gamma_2 - \gamma_3}, \quad b_1 = \frac{\gamma_2 \tilde{E}_0 - iVc\sqrt{\epsilon_s} \tilde{n}_0}{\gamma_2 - \gamma_3},$$

$$a_2 = \frac{\mu_2 \tilde{E}_0 - (\eta + \gamma_3) \tilde{n}_0}{\gamma_2 - \gamma_3}, \quad b_2 = \frac{(\eta + \gamma_2) \tilde{n}_0 - \mu_2 \tilde{E}_0}{\gamma_2 - \gamma_3},$$

где $\theta(t)$ — единичная функция ($\theta = 0$ при $t < 0$, $\theta = 1$ при $t > 0$), I_0 — модифицированная функция Бесселя нулевого по-

рядка, $t_0 = z/c \sqrt{\epsilon_s}$ - время прохождения электромагнитного сигнала от границы $z=0$ до точки с координатой z , $\gamma_{2,3}$ - временные постоянные, определенные в разд. 3.2.1.

При $t < t_0$, как и следовало ожидать, граница не влияет на эволюцию начальных возмущений. Как видно из выражений (3.32), (3.33), они до этого момента развиваются, как в безграничной среде: нарастают по экспоненциальному закону с инкрементом, равным $\text{Re} \gamma_3 > 0$. Максимальный уровень амплитуд возмущений на этой стадии ($\tilde{E}_{\text{max}}, \tilde{n}_{1 \text{ max}} = (a_1, a_2) \text{exp}(h_1 t)$; $h_1 = \text{Re} \gamma_3 / c \sqrt{\epsilon_s}$ всегда меньше достигающегося в стационарном режиме (3.27) - (3.29) (инкремент $h_{\text{max}} \gg h_1$) и может стать заметным лишь в разрядах весьма большой протяженности.

На временах $t \gg t_0$ в уравнении (3.24) для возмущений поля можно пренебречь временной производной и общее решение принимает более простой вид; в частности, для возмущений плотности здесь имеем

$$\tilde{n}_1(z, t) = \tilde{n}_0 \text{exp}(-\eta t) I_0(2\sqrt{iVz t}) + \mu_2 \tilde{E}_0 \text{exp}(i\Omega t) \int_0^t \text{exp}[-(\eta + i\Omega)\tau] I_0(2\sqrt{iVz \tau}) d\tau. \quad (3.34)$$

Первое слагаемое в этом выражении описывает эволюцию возмущений в отсутствие отраженной волны на границе ($\tilde{E}_0 = 0$). При достаточно больших аргументах функции Бесселя $2\sqrt{iVz t} \gg 1$ оно может быть записано в виде

$$\tilde{n}_1(z, t) = \frac{\tilde{n}_0}{(16\pi^2 iVz t)^{1/4}} \text{exp}[\sqrt{2Vz t}(1+i) - \eta t], \quad (3.35)$$

откуда следует, что в любой точке z амплитуда возмущений сначала нарастает, достигая в момент времени

$$\bar{t} \approx \frac{Vz}{2\eta^2} = \frac{h_{\text{max}} z}{\eta} \quad (3.36)$$

максимального значения

$$\tilde{n}_{1 \text{ max}} = \tilde{n}_0 \left(\frac{\eta}{2\sqrt{2} \pi Vz} \right)^{1/2} \text{exp}(h_{\text{max}} z), \quad (3.37)$$

а при $t \gg \bar{t}$ экспоненциально убывает.

При $\tilde{E}_0 \neq 0$ полное решение (3.34), благодаря наличию второго слагаемого, при $t \gg \bar{t}$ выходит на стационарный режим (3.27).

Полученные результаты могут быть обобщены на случай произвольного направления рассеяния и произвольного расположения граничной плоскости. В частности, выражения для пространственного инкремента h , определяющего скорость нарастания возмущений вдоль луча рассеянной волны в плоскости, перпендикулярной вектору \vec{E} , сохраняет тот же вид (3.29), но скорость релаксации η в нем (точнее, ее диффузионная часть) должна быть изменена с учетом изменения пространственного периода страт: $\eta = 4 D k^2 \epsilon_s \cos^2 \psi + \alpha_n N_s (\psi = \frac{1}{2}(\pi - \psi_n))$. Таким образом, форма диаграммы рассеяния для пространственного и временного инкрементов одна и та же ($h(\psi_n) \sim \sim \text{Re } \gamma_3(\psi_n) \sim \eta^{-1}(\psi_n)$) и существенно зависит от соотношения скоростей диффузии и рекомбинации.

Обсудим в заключение данного раздела возможные проявления эффектов вынужденного ионизационного рассеяния в реальных разрядах. В общем случае картина развивающихся возмущений, определяемая видом диаграммы рассеяния, зависит от конкретных параметров и условий формирования разряда и может быть весьма сложной. Остановимся здесь на некоторых характерных примерах.

Для лабораторных экспериментов в СВЧ-диапазоне достаточно типичной представляется ситуация, когда поперечные размеры области ионизации b , определяемые шириной волнового пучка или волноводного канала, где зажигается разряд, сравнимы с длиной волны: $b/\lambda \sim 1$, а продольные размеры $l \gg \lambda$. В этих условиях рассеяние под малыми углами $\psi_n \ll 1$, требующее крупномасштабной поперечной стратификации разряда ($\lambda \ll \Lambda < b$), не может быть существенным (даже в том случае, если его инкремент определяется диффузионной релаксацией и сильно возрастает с уменьшением ψ_n). Основную роль в таком разряде должно играть обратное рассеяние ($\psi = 0, \psi_n = \pi$), приводящее (на линейной стадии роста возмущений) к мелко-масштабной стратификации в продольном направлении, усиливающейся навстречу волне накачки. Приведем конкретные оценки для СВЧ-разряда в воздухе ($D(\text{см}^2/\text{с}) \approx 10^4/\rho$ (Торр), $\nu_a(\text{с}^{-1}) \approx 5 \cdot 10^4 \rho$ (Торр)), полагая $\lambda = 1$ см, $n_s = N_s/N_c = 0,2$. Учитывая, что при выбранных значениях параметров в широкой области давлений $\rho \sim 1 - 10^2$ Торр рекомбинация играет в балансе частиц малую роль по сравнению с прилипанием и диффузией ($\nu_{i0} \approx \nu_a, \eta = 4k^2 D$), находим $h_{\text{max}}(\text{см}^{-1}) \approx \approx \rho^2/40$; уже при $\rho \approx 8$ Торр инкремент весьма велик: $h_{\text{max}} \approx (1/4) \rho \approx 1,5 \text{ см}^{-1}$.

Необходимо, однако, иметь в виду, что, несмотря на легко достигающиеся высокие значения стационарного инкремента h_{max} , возникновение сильных эффектов вынужденного рассеяния в разряде может быть затруднено рядом обстоятельств. Прежде всего заметим, что ввиду резонансного характера эффекта усиление затравочных шумов возникает на весьма малом интервале их временного или пространственного спектра. Благодаря этому эффективная начальная амплитуда усиливаемых возмущений оказывается на несколько порядков ниже общего уровня шумов и для появления заметных возмущений на заданной длине ℓ логарифмический коэффициент усиления $K_{\gamma} = h_{\text{max}} \ell$ должен быть достаточно велик: $K_{\gamma} \geq 15$ (для рассмотренного выше случая $p \approx 8$ Торр, $h_{\text{max}} \approx 1,5 \text{ см}^{-1}$ это соответствует длине $\ell \geq 10 \text{ см}$). Стационарный режим с таким K_{γ} устанавливается за сравнительно большое время (при $p \approx 8$ Торр $\bar{t} = K_{\gamma} / \eta \approx 100 \text{ мкс}$), что накладывает существенные ограничения снизу на длительность используемого для создания разряда электромагнитного импульса и предъявляет весьма жесткие требования к постоянству параметров разряда в течение импульса. При уменьшении давления время установления \bar{t} сокращается, но увеличивается длина ℓ , необходимая для достижения заданного уровня усиления. При больших давлениях тот же уровень амплитуд возмущений достигается еще до установления стационарного состояния — в процессе, описываемом функцией (3.35) ($\tilde{n}_1 \sim \exp \sqrt{2V \ell t}$). Необходимое для этого время t_{γ} определяется условием $\sqrt{2V \ell t_{\gamma}} \sim K_{\gamma}^*$, т.е.

$$t_{\gamma} = \frac{K_{\gamma}^2}{2V\ell} = \frac{2K_{\gamma}^2}{\kappa \ell \beta \gamma_{10} n_s} . \quad (3.38)$$

При используемых в данных оценках значениях параметров это время может быть существенно снижено по сравнению с \bar{t} , лишь начиная с давлений $p \sim 15 - 20$ Торр. Однако при таких давлениях (и умеренных значениях параметра $\kappa \ell \lesssim 10^2$) в разряде, как будет показано в разд. 3.3, оказывается более существенной другая — аperiodическая мелкомасштабная неустойчивость, развивающаяся в рассматриваемых условиях за времена, меньшие t_{γ} . И лишь при достаточно больших длинах

* В численном моделировании динамики разряда, описанном в предыдущем разделе, эффекты вынужденного рассеяния не могли проявиться, так как время t_{γ} превышало либо время счета, либо время существования "спокойной фазы" разряда (между двумя последовательными прохождением пиков ионизации).

разряда ($k\ell \gg K_+^2$) обратное рассеяние оказывается наиболее быстрым процессом.

При зажигании разряда с $b/\lambda \sim 1$ в свободных волновых пучках, не ограниченных стенками волновода, развитие неустойчивости обратного рассеяния может быть сильно затруднено дифракционной расходимостью отраженной волны, становящейся существенной начиная со значений параметра $q_1 = (k\ell^2)^{-1} \cdot h$. В частности, для рассматривавшегося в работах [37-40, 42] (см. разд. 1) тонкого ионизованного слоя, создаваемого в атмосфере Земли (в качестве искусственного радиозеркала) полем двух пересекающихся под углом $2\theta_0$ волновых пучков, как показывают оценки, отношение $h/q_1 \ll 1$ ($h \sim kN_s/N_c$, $q_1 \sim k \sin^2 \theta_0$, $N_s/N_c < \sin^2 \theta_0$), т.е. эффекты вынужденного рассеяния здесь, по-видимому, не существенны.

Ситуация, качественно отличающаяся от рассмотренных, может реализоваться в оптических и квазиоптических разрядах, поперечные размеры которых много больше длины волны ($b \gg \lambda$). Поскольку диффузия в таких разрядах на масштабах $\sim \lambda$, как правило, очень сильна, вынужденное рассеяние в них может происходить лишь под малыми углами $\psi_{\text{ч}} \sim (k\ell^2)^{-1}$ (т.е. в основном вперед) и должно приводить к распаду разряда на крупномасштабные образования, вытянутые в направлении пучка. Указанные соображения можно рассматривать как один из возможных вариантов объяснения так называемой четочной структуры лазерной искры [73].

3.3. Мелкомасштабное расслоение в направлении вектора электрического поля

При достаточно больших значениях параметра связи βn_s область неустойчивости появляется также на низкочастотной ветви корней дисперсионного уравнения (3.9) $\chi_3(\bar{x})$. Эта ионизационно-полевая неустойчивость, в отличие от рассмотренной в разд. 3.2, не связана с какими-либо условиями волнового синхронизма и имеет чисто квазистатическую природу. Для ее анализа в уравнении (3.9) можно положить $\gamma/\omega = 0$, записывая выражение для корня χ_3 в области не слишком малых положительных значений разности $x - x_0$ в виде

$$\chi_3 = -(\alpha_{\text{ч}} N_s + D x^2) + \beta n_s \gamma_{i0} \frac{x^2 - k^2 \epsilon_s}{(x^2 - x_0^2) \epsilon_s}, \quad (3.39)$$

$$x - x_0 \gg x_0 \sqrt{\beta n_s \nu_{i0} B / \omega}, \quad x_0 = 2k \sqrt{\epsilon_s} \cos \psi.$$

Неустойчивость может возникнуть в коротковолновой части ветви — при значениях $x_T > k \sqrt{\epsilon_s}$, где второе слагаемое в выражении (3.39) всегда положительно. Ее инкремент и ширина области существования Δx максимальны в случае $\vec{E} \parallel \vec{E}$ ($x = x_T, \psi = \frac{\pi}{2}, \varphi = 0$), рассмотрением которого мы ниже и ограничимся. Выражение (3.39) в этом случае принимает вид

$$\gamma_3 = -(\alpha_r N_s + D x^2) + \beta n_s \nu_{i0} \left(\frac{1}{\epsilon_s} - \frac{k^2}{x^2} \right). \quad (3.40)$$

Максимум $\gamma_3(x)$

$$\gamma_{3 \max} = \frac{1}{\epsilon_s} \beta n_s \nu_{i0} - 2 \sqrt{\beta n_s \nu_{i0} D k^2} - \alpha_r N_s. \quad (3.41)$$

достигается в точке

$$x_{\max} = (\beta n_s \nu_{i0} k^2 / D)^{1/4}. \quad (3.42)$$

Из выражений (3.41), (3.42) могут быть найдены электронная концентрация n_{s1} и пространственный период расслоения Λ_1 на пороге неустойчивости (при $\gamma_{\max} = 0$).

В отсутствие рекомбинации (при $\alpha_r = 0$) пороговое значение n_{s1} определяется из уравнения

$$\beta n_{s1} = 4(1 - n_{s1})^2 (k L_a)^2, \quad (3.43)$$

где $L_a = \sqrt{D/\nu_a}$, и в реальных условиях может быть весьма малым (для воздуха при $\lambda = 2\pi/k = 1$ см и давлении $p = 10$ Торр $n_{s1} \approx 0,07$). Соответствующее значение Λ_1 оказывается зависящим только от длины волны в невозмущенном разряде:

$$x_{\max}(n_{s1}) = k \sqrt{2\epsilon_s}, \quad \Lambda_1 = \lambda / \sqrt{2\epsilon_s}. \quad (3.44)$$

При сильном превышении порога ($n_s \gg n_{s1}$) неустойчивость существует в широкой полосе волновых чисел:

$$k \sqrt{\epsilon_s} < x < 2k \sqrt{\epsilon_s} \sqrt{n_s / n_{s1}}. \quad (3.45)$$

Эти результаты сохраняются и при учете слабой рекомбинации если $\alpha_r N_s \ll \beta \nu_{i0}$ (в рассмотренном выше конкретном примере данное условие выполняется с достаточным запасом). Однако при нарушении этого неравенства рекомбинация приводит к заметному повышению порога неустойчивости, делая ее, в частности, невозможной при условии

$$\alpha_{\gamma} N_e > \beta \gamma_{i0} / \epsilon_s, \quad (3.46)$$

способном выполняться и в том случае, когда в общем стационарном балансе электронов рекомбинация играет малую роль (т.е. при $\alpha_{\gamma} N_e \ll \gamma_{i0}$). Важным примером разряда, удовлетворяющего условию стабильности (3.46), является рассматривавшаяся в работах [37-40, 42] область искусственной ионизации, поддерживаемая в режиме коротких повторяющихся импульсов при низкой средней температуре электронов.

Исследуемая аperiodическая неустойчивость, приводящая (по крайней мере, на линейной стадии) к образованию в разряде плоских неподвижных слоев (страт), перпендикулярных вектору электрического поля, может рассматриваться как аналог известной модуляционной неустойчивости в плазме со "стрикционной" нелинейностью (см. также [74]). Ее физический механизм весьма прост и основан на явлении плазменного резонанса: пока величина электронной концентрации остается ниже критической ($n < 1$), ее увеличение в тонком слое, перпендикулярном полю, сопровождается увеличением амплитуды поля ($E = \text{const} \uparrow / \epsilon$), что, в свою очередь, приводит к возрастанию частоты ионизации γ_i и, следовательно, к дальнейшему росту n .

Нетрудно рассчитать, к каким изменениям характеристик данной неустойчивости (будем далее называть ее плазменно-резонансной) приводит учет соударений электронов. Повторяя (в интересующем нас низкочастотном пределе $\gamma/\omega \rightarrow 0$ и в предположении слабого затухания волны $n\gamma/\omega \ll \text{Re} \epsilon$) процедуру вывода дисперсионного уравнения (3.9) для плазмы с комплексной диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 1 - n - i n \gamma / \omega$, получаем в качестве искоемых характеристик неустойчивости выражения, сходные с (3.40), (3.41), но отличающиеся от них заменой $\epsilon_s^{-1} \rightarrow A$, где

$$A = \left[1 - n_s \left(1 + \frac{\gamma^2}{\omega^2} \right) \right] \left[\left(1 - n_s \right)^2 + \left(n_s \frac{\gamma}{\omega} \right)^2 \right]^{-1} \quad (3.47)$$

(выражение (3.42) для $\mathfrak{F}_{\text{max}}$, в которое ϵ_s не входит, остается без изменения). Поскольку величина γ_3 может быть положительной лишь при $A > 0$, с увеличением γ/ω максимальная величина относительной концентрации $n_s = N_s / N_e$, при которой еще возможна неустойчивость, снижается

$$n'_{s1} = (1 + \nu^2/\omega^2)^{-1}, \quad (3.48)$$

хотя сама максимальная концентрация N'_{s1} остается без изменений: $N'_{s1} = n'_{s1} N_c = N_{c0} = \pi\omega^2/4\pi E^2$, т.е. $\omega'_{p1} = \omega$. Условия возбуждения плазменно-резонансной неустойчивости при увеличении ν/ω , естественно, ухудшаются: если в отсутствие соударений порог неустойчивости может быть превышен (за счет достаточной близости концентрации к критической) при любых скоростях диффузии и рекомбинации, при заданном $\nu/\omega \neq 0$, ввиду ограниченности функции $A(n_s)$, всегда можно указать такие значения D и α_1 , при которых неустойчивость не возникает ни для каких n_s . Заметное влияние на величину пороговой концентрации n_{s1} (в области $n_{s1} \ll 1$) соударения начинают оказывать, когда параметр $n_{s1} \nu^2/\omega^2$ становится сравним с единицей.

Поскольку рассматриваемая неустойчивость не связана с процессами переноса волновых возмущений в пространстве, она может возникать в разрядах сравнительно малых размеров, не будучи столь "высоко избирательной" по отношению к спектру затравочных возмущений, как неустойчивость вынужденного рассеяния, способна приводить к заметной стратификации разряда за гораздо меньшие времена: $t_p = (2+3)\gamma_{3\text{ макс}}^{-1}$. При значениях $\lambda = 1$ см, $p = 15$ Торр, $n_s = 0,2$ инкремент $\gamma_{3\text{ макс}} \approx \beta n_s \nu_{i0} \approx 1$ мкс⁻¹ и время t_p оказывается меньше времени развития процесса вынужденного рассеяния t_ν (см. (3.38)) вплоть до значений $\kappa l = K_\nu^2/2 \approx 10^2$.

Для возникновения неустойчивости размер области разряда в направлении вектора \vec{E} должен превышать лишь период рас слоения $\Lambda = 2\pi/\alpha$. Размер разряда L в плоскости, перпендикулярной \vec{E} , в принципе может быть любым, однако в случае $L < \lambda$, который может, в частности, представлять интерес в связи с вопросом о структуре разряда, зажигаемого в пучности стоячей плоской волны [2,37], инкремент неустойчивости снижается (при $N_s < N_c$) из-за ослабления влияния изменений плотности плазмы на амплитуду поля. Проиллюстрируем это на примере разряда, сосредоточенного (либо вследствие мало превышения поля над пробойным значением, либо благодаря наличию ограничивающих твердых поверхностей) внутри тонкого слоя, параллельного вектору поддерживающего ионизацию электрического поля $\vec{E}_s = \vec{T}_0 E_0(z) \exp(i\omega t)$.*

* Некоторые вопросы устойчивости слоя конечной толщины рассматривались также в работах [19, 75, 76].

Полагая толщину слоя L малой по сравнению с длиной электромагнитной волны λ и с длиной волны исследуемых возмущений Λ ($kL \ll 1$, $\varphi L \ll 1$), будем рассматривать его как "плазменный лист", расположенный в плоскости $z = 0$ и несущий на себе поверхностные токи и заряды. Касательная к слою компонента электрического поля E_x при $z = 0$ непрерывна, а компонента магнитного поля H_y испытывает разрыв, определяемый плотностью поверхностного поляризационного тока j_x :

$$E_x^{(1)} = E_x^{(2)}, \quad H_y^{(1)} - H_y^{(2)} = \frac{4\pi}{c} j_x, \quad (3.49)$$

$$j_x = \frac{\omega - i\nu}{4\pi N_c} N_z E_x^{(1)}.$$

Здесь индексы (1) и (2) обозначают соответственно левый и правый пределы компонент поля в точке $z = 0$; $N_z = \int N dz$ — полное число электронов, приходящееся на единицу площади слоя (конкретный вид функции $N(z)$ для дальнейшего не важен).

Линеаризуя уравнения для поля и концентрации на фоне стационарного состояния $|E_x| = E_0(z)$, $N = N_0(z)$, учитывая, что возмущение частоты ионизации внутри слоя $\delta\nu_i$ (определяемое возмущением амплитуды поля δE_x) в рассматриваемом приближении можно считать не зависящим от z^* , и пренебрегая для простоты электрон-ионной рекомбинацией, получаем с помощью граничных условий (3.49) соотношения, связывающие синусоидальные (по координате x) возмущения поля δE_x , δE_z и поверхностной концентрации δN_z , а также выражение для инкремента неустойчивости слоя $j\omega$:

$$\delta E_x = \delta E_0 \cos \varphi x \operatorname{erf}(-h|z|), \quad (3.50)$$

$$\delta E_z = -\frac{\varphi}{h} \delta E_0 \sin \varphi x \operatorname{erf}(-h|z|) \frac{x}{|z|}, \quad (3.51)$$

$$\delta E_0 = h(1 + i\nu) E_{0s} \frac{\delta N_z}{2N_c} \left[1 - h(1 + i\nu) \frac{N_{0s}}{2N_c} \right]^{-1}, \quad (3.52)$$

* Поперечные распределения возмущенной (δN) и невозмущенной (N_0) частей концентрации оказываются при этом совпадающими ($\delta N(x) \sim N_0(x)$)

$$\gamma_{\ell} \delta N_{\Sigma} = -D \alpha^2 \delta N_{\Sigma} + \beta \nu_{i0} N_{\Sigma S} \frac{1}{E_{0S}} R_{\ell} \delta E_{\Sigma}, \quad (3.53)$$

$$\gamma_{\ell} = 2\beta \nu_{i0} h N_{\Sigma S} \frac{2N_c - (1 + \tilde{\nu}^2) h N_{\Sigma S}}{(2N_c - h N_{\Sigma S})^2 + (\tilde{\nu} h N_{\Sigma S})^2}. \quad (3.54)$$

Здесь $h = \sqrt{\alpha^2 - \kappa^2}$, $\tilde{\nu} = \nu/\omega$, $\nu_{i0} = \nu_i(E_{0S}) = \nu_i(E_0(0))$, $E_{0S} = E_0(0)$, $N_{\Sigma S} = N_S L$ - невозмущенное значение N_{Σ} , N_S - концентрация в центре слоя. При малых значениях концентрации ($h N_{\Sigma S} = h L N_S \ll N_c$) выражения $\gamma_{\ell}(\alpha)$

$\gamma_{\ell, \text{max}}$, α_{max} имеют вид

$$\gamma_{\ell} = \beta \nu_{i0} h L n_s - D \alpha^2, \quad n_s = N_S / N_c. \quad (3.55)$$

$$\gamma_{\ell, \text{max}} = D \kappa^2 \left[(\beta \nu_{i0} n_s L / 2 D \kappa)^2 - 1 \right], \quad (3.56)$$

$$\alpha_{\text{max}}^2 = \kappa^2 \left[1 + (\beta \nu_{i0} n_s L / 2 D \kappa)^2 \right]. \quad (3.57)$$

На пороге неустойчивости ($\gamma_{\ell, \text{max}} = 0$)

$$n_s = \bar{n}_{s1} = \frac{2}{\beta} (\kappa L_a)^2 / (\kappa L), \quad (3.58)$$

$$\alpha_{\text{max}}(\bar{n}_{s1}) = \kappa \sqrt{2}, \quad \bar{\Lambda}_1 = \lambda / \sqrt{2}. \quad (3.59)$$

Сравнивая эти выражения с соответствующими выражениями, полученными выше для однородного разряда (при одинаковых $n_s \ll 1$), находим, что в тонком слое порог неустойчивости существенно повышается: $\bar{n}_{s1} = n_{s1} / (\kappa L) \gg n_{s1}$ (хотя пороговое значение длины $\bar{\Lambda}_1$ остается прежним). При сильном превышении порога величина инкремента в тонком слое много меньше, чем в однородном разряде: $\gamma_{\ell, \text{max}} / \gamma_{s, \text{max}} = \alpha L \ll 1$.

Интересно отметить, что при высоких значениях стационарной концентрации ($N_S \gg N_c$), которые могут достигаться, например, в случае, если разряд зажигается внутри камеры малых размеров ($L \ll \lambda$), рассматриваемая неустойчивость переходит в неустойчивость поверхностной волны, бегущей вдоль слоя (в направлении вектора \vec{E}) [76]. Действительно, при $\nu/\omega \ll 1$ величина γ_{ℓ} имеет резонансный максимум вблизи точки $h(\alpha) = 2N_c / N_{\Sigma S}$, соответствующей в случае $hL \ll 1$ совпадению длины волны возмущения с длиной нечетной поверхностной волны электрического типа (в безграничной среде аналогичный резонанс возникает при $N = N_c$ и связан с возбуждением продольной (плазменной) волны).

3.4. Ионизационно-перегревная неустойчивость

Наряду с рассмотренными ионизационно-полевыми (электродинамическими) неустойчивостями, возникающими благодаря взаимному усилению возмущений поля и плотности плазмы, важную роль в динамике разряда способны играть различные ионизационно-кинетические неустойчивости, в основе физического механизма которых лежит взаимоусиливающее действие возмущений скорости некоторых элементарных и газодинамических процессов в неравновесном разряде. В данном разделе на простой модели рассматривается одна из важнейших неустойчивостей этого класса — ионизационно-перегревная неустойчивость неизотермического разряда, поддерживаемого полем бегущей плоской волны [20]. Ее развитие может приводить (так же как в статическом случае [77-81]) к распаду первоначально однородного (слабо скинированного) разряда на отдельные нити (шнуры), вытянутые вдоль электрического поля, и к существенному сокращению времени перехода разряда в термический (равновесный) режим. Волновая специфика рассматриваемой задачи выражается в необходимости учета возмущений амплитуды поля, приводящего к появлению дополнительного пространственного масштаба (длины электромагнитной волны λ), влияющего на характерные масштабы неустойчивости.

Примем в качестве исходных следующие уравнения для комплексной амплитуды электрического поля $\vec{E}(\vec{r}, t)e^{i\omega t}$, концентрации электронов N , поступательной температуры T_m и концентрации N_m молекул (или атомов):

$$\Delta \vec{E} + \nabla \left(\frac{1}{\epsilon} \vec{E} \nabla \epsilon \right) + \kappa^2 \epsilon \vec{E} = 0, \quad (3.60)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} - D \Delta N = (\nu_i - \nu_a) N - \alpha_r N^2, \quad (3.61)$$

$$\frac{\varphi}{q-1} N_m \left(\frac{\partial T_m}{\partial t} - \chi \Delta T_m \right) = \frac{1}{2} \delta_m \epsilon |\vec{E}|^2. \quad (3.62)$$

$$N_m T_m = p = \text{const}. \quad (3.63)$$

Здесь D — коэффициент амбиполярной диффузии, χ — коэффициент теплопроводности газа ($\chi \ll D$), $\epsilon = \omega \text{Im} \epsilon / 4\pi = \nu N / 4\pi N_c$ — проводимость плазмы, φ — постоянная адиабаты газа, δ_m — доля диссипируемой в разряде энергии, идущая на повышение поступательной температуры T_m . Следует отметить, что во многих

молекулярных газах значительная доля энергии нагретых по-
 лем электронов вкладывается первоначально в колебательные
 возбуждения, время релаксации которых сильно зависит от
 сорта газа и условий поддержания разряда. Если это время
 много меньше обратного инкремента исследуемой неустойчи-
 вости γ^{-1} , то величина $\delta_m \approx 1$. В противоположном случае
 важным каналом нагрева газа, определяющим величину δ_m ,
 может служить возбуждение (с последующим быстрым тушени-
 ем) некоторых электронных уровней. В частности, в самосто-
 ятельных СВЧ-разрядах в азоте и воздухе, где колебательные
 возбуждения релаксируют весьма медленно, электронный канал,
 как показывает анализ недавно полученных экспериментальных
 данных, дает $\delta_m \approx 0,1$ [82,83].

Принимаемое условие постоянства давления p (3.63) озна-
 чает, что здесь рассматриваются лишь достаточно медленные
 процессы, характерные волновые числа ω и инкременты γ ко-
 торых удовлетворяют неравенству $\gamma \ll \omega t_s$ (t_s - скорость
 звука). При этом автоматически обеспечивается также выпол-
 нение условия мгновенного слежения поля за изменениями ϵ
 ($\gamma \ll \omega t$), что оправдывает отсутствие в уравнении (3.60) чле-
 нов с временными производными. Кроме того, на γ и ω наклад-
 ываются, как и прежде, условия (3.10), а также дополни-
 тельные ограничения:

$$\gamma \gg \gamma_0, \quad \omega \gg (\nu/c)(N/N_m), \quad (3.64)$$

где $\gamma_0 = (q-1)\delta_m \epsilon |\vec{E}|^2 / 2(qN_m T_m)$ - обратное время однородного на-
 грета газа. Неравенства (3.10) позволяют рассматривать
 электронную температуру T_e и частоту ионизации ν_i как изве-
 стные равновесные функции амплитуды поля $|\vec{E}|$ и concentra-
 ции молекул N_m :

$$T_e = \frac{1}{3} \frac{\epsilon |\vec{E}|^2}{\delta_T \nu N}, \quad \nu_i = f\left(\frac{E_e}{N_m}\right), \quad E_e = \frac{|\vec{E}| \nu}{\sqrt{\omega^2 + \nu^2}}. \quad (3.65)$$

Как известно, $f(E_e/N_m)$ - быстро растущая функция, которая в
 достаточно широких пределах может аппроксимироваться как
 степенная: $f \sim (E_e/N_m)^\beta$ с довольно высоким показателем (для
 воздуха $\beta \approx 5$ [51]). Другие кинетические коэффициенты в
 исходных уравнениях ($D, \chi, \alpha, \nu_a/N_m$), зависящие от E_e/N_m (факти-
 чески от скорости осцилляторного движения электронов) более
 слабо, будем считать постоянными. Частоту столкновений ν
 рассматриваем как переменную величину $\nu \sim N_m$ в аргументе E_e

быстро меняющейся функции f и как заданную константу в выражениях для ϵ и δ^* .

Неравенства (3.64) позволяют пренебречь тем усложняющим обстоятельством, что исходное невозмущенное состояние, на фоне которого развиваются исследуемые неустойчивости, является нестационарным – вследствие медленного роста температуры газа ($T_m \sim \exp \int \gamma_a dt$) и неоднородным – вследствие поглощения волны накачки (длина поглощения $L_p = c N_c / \omega N$).

Пусть в невозмущенном состоянии $N_m = N_{ms}$, $N = N_s$, а поле представляет собой плоскую однородную волну

$$\vec{E}_s = \vec{x}_0 E_0 \exp(-i k \sqrt{\epsilon_s} z), \quad \epsilon_s = \epsilon(N_s), \quad (3.66)$$

амплитуда которой $|\vec{E}|$ в достаточно широкой области $|z| \ll L_p$ близка к равновесной: $\nu_{i0} = \nu_i(E_0) = \nu_a + \alpha_i N_s$. Рассматривая малые отклонения от состояния равновесия

$$N_m = N_{ms} + N_{m1}, \quad N = N_s + N_1, \quad (3.67)$$

$$E_{sz} = E_0 (1 + u + i v) \exp(-i k \sqrt{\epsilon_s} z),$$

и производя линеаризацию уравнений (3.60) – (3.63), получаем для возмущений N_{m1} , N_1 , u , v систему уравнений

$$\Delta u - \frac{\nu}{\omega} \kappa n_s \frac{\partial u}{\partial z} + \kappa (2 - n_s) \frac{\partial v}{\partial z} = \left[1 - \left(1 + \frac{\nu^2}{\omega^2} \right) n_s \right] \frac{1}{N_c} \frac{\partial^2 N_1}{\partial z^2} + \kappa^2 \frac{N_1}{N_c}, \quad (3.68)$$

$$\Delta v - \kappa \frac{\nu}{\omega} n_s \frac{\partial v}{\partial z} - \kappa (2 - n_s) \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\nu}{\omega} \frac{1}{N_c} \frac{\partial^2 N_1}{\partial z^2} + \frac{\nu}{\omega} \kappa^2 \frac{N_1}{N_c}, \quad (3.69)$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = D \Delta N_1 - \nu_{i0} \varphi N_s \frac{N_{m1}}{N_{ms}} + \beta \nu_{i0} N_s u - \alpha_i N_s N_1, \quad (3.70)$$

$$\frac{\partial N_{m1}}{\partial t} = \chi \Delta N_{m1} - \gamma_a N_{ms} \frac{N_1}{N_s} - 2 \gamma_a N_{ms} u. \quad (3.71)$$

и в качестве условия ее нетривиальной разрешимости (для возмущений вида $\exp(\gamma t - i \vec{x} \vec{r})$) – следующее дисперсионное уравнение:

* Учет зависимости ν от энергии электронов (например, типа $\nu \sim \sqrt{T_e N_m}$), так же как и учет обусловленных изменениями ν поправок к ϵ и ϵ , увеличивает громоздкость расчетов, но не приводит к качественному изменению результатов (в конечных выражениях для инкрементов неустойчивостей появляются дополнительные численные коэффициенты порядка единицы).

$$(\gamma + \chi \alpha^2)(\gamma + D\alpha^2 + \alpha_n N_s + \beta \nu_{i0} n_s F) = \gamma_T^2 (1 - 2 n_s F). \quad (3.72)$$

Здесь введены обозначения:

$$F = \frac{i b d - a h}{a^2 - b^2}, \quad a = \frac{\alpha^2}{k^2} - i \frac{\alpha_z}{k} \frac{\nu}{\omega} n_s, \quad b = \frac{\alpha_z}{k} (2 - n_s),$$

$$d = \frac{\nu}{\omega} \left(\frac{\alpha_x^2}{k^2 |\epsilon_s|^2} - 1 \right), \quad h = \frac{\alpha_x^2}{k^2 |\epsilon_s|^2} \left[1 - n_s \left(1 + \frac{\nu^2}{\omega^2} \right) \right] - 1,$$

$$\varphi = \frac{\beta \nu^2}{\omega^2 + \nu^2}, \quad n_s = \frac{N_s}{N_c}, \quad \beta = \frac{f'}{f} \frac{E_e}{N_m} \approx 5, \quad \gamma_T^2 = \gamma_0 \nu_{i0} \varphi.$$

Коэффициент $\gamma_T^2 = \beta \gamma_0 \nu_{i0} \nu^2 / (\omega^2 + \nu^2)$ в правой части (3.72) можно рассматривать как параметр нелинейной связи между волновыми возмущениями температуры и плотности газа с одной стороны и электронной концентрации и поля с другой. Интересующая нас неустойчивость возникает при достаточно больших значениях этого параметра, т.е. в области достаточно высоких давлений газа, где величины γ_0 и ν/ω не малы. При $\gamma_T = 0$ из (3.72) получаются два уравнения, описывающие тепловую релаксацию ($\gamma + \chi \alpha^2 = 0$) и ионизационно-полевые неустойчивости, рассмотренные при более общих предположениях в предыдущих разделах.

Связь возмущений температуры и ионизации с возмущениями поля определяется в уравнении (3.72) коэффициентом n_s перед функцией $F(\alpha/k)$. Если положить $n_s = 0$, получаем (при $a \neq b$, т.е. $\alpha^2 \neq 2k\alpha_x$) дисперсионное уравнение для инкремента ионизационно-перегревной неустойчивости в заданном поле

$$(\gamma + \chi \alpha^2)(\gamma + \alpha_n N_s + D\alpha^2) = \gamma_T^2. \quad (3.73)$$

Далее рассмотрим более подробно случай слабой рекомбинации:

$$\alpha_n N_s \ll \nu \approx \nu_{i0}, \quad \alpha_n N_s \ll \gamma_T,$$

когда инкремент γ может достигать наибольших значений. Как следует из (3.73), где мы полагаем $\alpha_n N_s = 0$, неустойчивость имеет место в области волновых чисел $0 < \alpha < \alpha_1 = (\gamma_0 \nu_{i0} \varphi / \chi D)^{1/4}$, где один из корней уравнения (3.73) положителен ($\gamma > 0$). При $\alpha \ll (\gamma_0 \nu_{i0} \varphi / D^2)^{1/4}$ инкремент γ близок к максимуму

$$\gamma_{\max} = \gamma_T = \sqrt{\beta \nu_{i0} \gamma_0 \nu^2 / (\omega^2 + \nu^2)}, \quad (3.74)$$

достигающемуся при $\varphi = 0$ и существенно превышающему (в случае $\gamma_0 \ll \nu_{i0}, \nu/\omega > 1$) скорости однородного нагрева γ_0 . Соответствующая зависимость $\gamma(\varphi)$ качественно изображена (пунктиром) на рис. 18. В области $\nu/\omega \ll 1$ инкремент γ_{\max} сильно снижается, но остается положительным*.

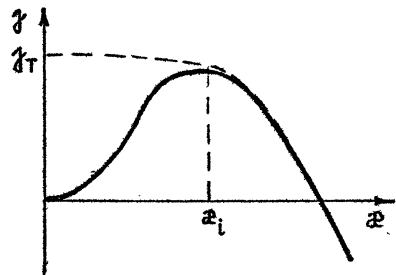


Рис. 18. Зависимость инкремента неустойчивости от волнового числа при учете возмущений поля (сплошная кривая) и в их отсутствие (пунктир)

Возмущения поля (так же как в случае $\lambda > c_s/\gamma$ возмущения давления газа [84]) приводят к сдвигу максимума инкремента в область $\varphi > 0$. Полное исследование решения квадратного уравнения (3.72) с учетом этих возмущений, т.е. с сохранением членов, пропорциональных n_s , представляется довольно трудоемкой задачей, ограничимся здесь рассмотрением лишь отдельных характерных областей в пространстве волновых чисел $\varphi_x, \varphi_y, \varphi_z$.

1. Возмущения вдоль магнитного поля волны ($\varphi_x = \varphi_z = 0, \varphi_y = \varphi$). Корни дисперсионного уравнения (3.72):

$$\gamma_{1,2} = -\frac{1}{2}\Gamma \pm \sqrt{\frac{1}{4}\Gamma^2 - xD\varphi^4 - \beta\nu_{i0}n_s x \kappa^2 + \gamma_T^2}, \quad (3.75)$$

$$\Gamma = D\varphi^2 + \beta\nu_{i0}n_s \frac{\kappa^2}{\varphi^2}.$$

Неустойчивость ($\gamma_1 > 0$) имеет место при выполнении порогового условия

$$\gamma_0 > \gamma_{\text{пор}} = n_s x \kappa^2 \frac{\omega^2 + \nu^2}{\nu^2} \quad (3.76)$$

в области волновых чисел $0 < \varphi < [\nu_{i0}(\gamma - \gamma_{\text{пор}})\Phi/xD]^{1/4}$. Если $\gamma_0 \gg \gamma_{\text{пор}}$, инкремент достигает максимума

$$\gamma_{\text{max}} = [\nu_{i0}\Phi(\gamma_0 + D\gamma_{\text{пор}}/x)]^{1/2} - (D\nu_{i0}\Phi\gamma_{\text{пор}}/x)^{1/2} \quad (3.77)$$

в точке

* Сделанный в работе [20] вывод о полном подавлении неустойчивости в области $\nu < \omega$ основан на использовании ошибочного условия $\nu_0 = \text{const}$ (вместо $\nu_0/N_m = \text{const}$).

$$\alpha_m = \left(\frac{\beta \nu_{i0} n_s k^2}{D} \right)^{1/4} = \alpha_i. \quad (3.78)$$

При условии $f_0 \gg f_{\text{пор}}$ D/χ величина f_{max} близка к рассчитанной в приближении заданного поля (3.74): $f_{\text{max}} = f_T$. Качественная зависимость $\gamma(\alpha)$ для этого случая изображена на рис. 18 сплошной кривой.

2. Возмущения вдоль направления распространения волны ($\alpha_x = \alpha_y = 0$, $\alpha_z = \alpha$). Отвлекаясь от особенностей решения дисперсионного уравнения при $\alpha \approx 2k$, связанных с неустойчивостью встречной волны*, ограничимся здесь рассмотрением области малых масштабов возмущений $\alpha \gg k$, представляющей основной интерес для разряда умеренных размеров. Выражение для корней $\gamma_{1,2}$ в области $\alpha \gg k$ может быть получено из выражения (3.75) заменой n_s на $n_s(1 - 2i \frac{k\nu}{\alpha\omega})$. Если параметры n_s и f_0 достаточно велики:

$$\beta n_s \gg 4k^2 D / \nu_{i0}, \quad (3.79)$$

$$f_0 \nu_{i0}^2 \gg \beta \nu_{i0} n_s k^2 D + k^4 D^2 (\nu/\omega)^4,$$

значения $\text{Re} \gamma_{\text{max}}$ и α_m те же, что и в предыдущем случае:

$$\alpha_m = \alpha_i \gg k, \quad (3.80)$$

$$\gamma(\alpha_m) = \gamma_T + i \beta \nu_{i0} n_s \frac{k^3 \nu}{\alpha_m^3 \omega}.$$

В силу последнего из неравенств (3.79) мнимая часть $\gamma(\alpha_m)$ мала по сравнению с действительной, т.е. неустойчивость по-прежнему фактически является аperiodической.

3. Возмущения вдоль электрического поля волны ($\alpha_y = \alpha_z = 0$, $\alpha_x = \alpha$). Анализируя выражение для корней уравнения (3.75)

$$\gamma_{1,2} = -\frac{1}{2} R \pm \left(\frac{1}{4} R^2 + \gamma_T^2 - \chi \alpha^2 R \right)^{1/2}, \quad (3.81)$$

$$R = D\alpha^2 + \beta \nu_{i0} n_s \left[\frac{k^2}{\alpha^2} + n_s \left(1 + \frac{\nu^2}{\omega^2} \right) - 1 \right],$$

находим, что при не слишком больших значениях f_0 максимум инкремента ионизационно-перегревной неустойчивости f_T мож

* Неустойчивость такого типа при фиксированной температуре газа рассматривалась в разд. 3.2.

быть достигнут (или превышен) лишь в случае достаточно низкой электронной концентрации n_s . В частности, при выполнении неравенств

$$n_s \left(1 + \frac{\nu^2}{\omega^2}\right) \ll 1, \quad \beta n_s \ll 4k^2 D / \nu_{i0} \quad (3.82)$$

корни (3.81) совпадают с корнями (3.75), так что уже при $\gamma_0 \gg \gamma_{\text{пор}}$ D/χ получаем по-прежнему $\gamma_{\text{max}} = \gamma_T$, $x_m = x_i$, но в силу второго из неравенств (3.82) неустойчивость здесь является крупномасштабной ($x_m \ll k$). При изменении знака этого неравенства на противоположный, т.е. в области

$$\frac{4k^2 D}{\nu_{i0} \beta} \ll n_s \ll \left(1 + \frac{\nu^2}{\omega^2}\right)^{-1}, \quad (3.83)$$

выполняется условие существования мелкомасштабной ($x \gg k$) плазменно-резонансной неустойчивости (см. разд. 3.3), для которой возмущения температуры не являются необходимыми и лишь несколько увеличивают и без того большой инкремент:

$$\gamma_{\text{max}} = \gamma(x_m) = \frac{1}{2} \gamma_p + \left(\frac{1}{4} \gamma_p^2 + \gamma_T^2\right)^{1/2}, \quad (3.84)$$

$$\gamma_p = \beta \nu_{i0} n_s, \quad x_m = x_i \gg k.$$

В области больших концентраций $n_s (1 + \nu^2/\omega^2) \gg 1$ значения $\gamma_{\text{max}} = \gamma_T$ достигаются только при весьма высоких значениях скорости однородного нагрева $\gamma_0 \gg \gamma_{0m} = (\nu_{i0} \beta^2 / \Phi) (n_s \nu / \omega)^4$. Если $\gamma_{\text{пор}} < \gamma_0 < \gamma_{0m}$, инкремент $\gamma_{\text{max}} = \gamma_T (\gamma_0 / \gamma_{0m})^{1/2} \ll \gamma_T$.

Таким образом, при умеренных значениях γ_0 характер дробления разряда в результате развития неустойчивостей существенно зависит от параметров ν/ω и n_s . В области низких давлений, где $\nu/\omega < 1$, $n_s (1 + \nu^2/\omega^2) \ll 1$, разряд распадается на слои, перпендикулярные вектору электрического поля волны \vec{E} . При условии $n_s (1 + \nu^2/\omega^2) \gg 1$ (и умеренных значениях γ_0) максимальные инкременты γ_{max} и оптимальные масштабы x_m неустойчивости одинаковы для всех направлений волнового вектора возмущений \vec{x} , перпендикулярных \vec{E} , в то время как для $\vec{x} \parallel \vec{E}$ инкремент сильно снижен. Это означает, что развитие неустойчивости должно приводить к образованию нитей, параллельных вектору \vec{E} . Расстояние между нитями Λ при достаточно высоких давлениях много меньше длины электромагнитной волны λ . В частности, оценивая величину $x_m = x_i$ для воздуха ($\nu \approx (c^{-1}) \approx 5 \cdot 10^4 \text{ р (Торр)}$, $D (\text{см}^2/\text{с}) \approx 10^4 \text{ р}^{-1} (\text{Торр})$), при

$p = 100$ Торр, $n_s = 0,2$, $\lambda = 1$ см ($v/\omega \approx 2,5$) получаем $\Delta = 2\pi/\xi_i \approx 0,2$ см. На нелинейной стадии газ внутри нитей сильно нагревается и разряд, по-видимому, должен переходить в режим гермической ионизации*. Характерное время этого процесса τ_T^{-1} при $v_{i0} \gg \tau_0$ гораздо меньше времени однородного нагрева τ_0^{-1} .

К сильному снижению инкремента неустойчивости может приводить электрон-ионная рекомбинация. При $\alpha_n N_s \gg \tau_T$, как следует из уравнения (3.73), $\gamma_{max} \approx \tau_T^2 / \alpha_n N_s \ll \tau_T$; если к тому же выполнено условие $\alpha_n N_s \gg v_{i0}$, ($v_{i0} \approx \alpha_n N_s$), то $\gamma_{max} \approx \beta \tau_0$, т.е. величина γ_{max} лишь в несколько раз превышает скорость однородного нагрева τ_0 .

3.5. Формы разряда в различных областях давлений

Достаточно полное количественное описание процессов дробления разряда при развитии рассмотренных неустойчивостей требует, очевидно, исследования поведения возникающих трехмерных плазменно-полевых структур на нелинейной стадии этих неустойчивостей, что представляет собой чрезвычайно сложную задачу, вряд ли разрешимую в настоящее время даже с помощью современных быстродействующих ЭВМ. Однако некоторые общие качественные соображения о возможном характере структуры разряда в различных областях давлений могут быть высказаны уже на основании проведенного в разд. 3 анализа линейной стадии неустойчивостей.

В области низких давлений ($v \ll \omega, L_0 \gg \lambda$) неустойчивости либо полностью подавляются диффузией, либо имеют весьма низкий инкремент и не успевают развиваться на характерных временах послепробойной эволюции разряда. В этом случае дробления разряда не возникает и его эволюция протекает по типу, описанному в разд. 3.

Если давление газа p достаточно велико, уровень электронной концентрации n_{max} , на котором происходит ограничение лавинообразного процесса пробоя, может оказаться достаточным для возникновения какой-либо из рассмотренных ионизационных неустойчивостей. Для разрядов умеренной протяжен-

* Один из промежуточных этапов нелинейной эволюции нити рассмотрен в работе [21].

ности, в которых эффекты вынужденного рассеяния играют малую роль (см. разд. 3.2.2), в области длин волн $\lambda \geq 10^{-1}$ см, как показывают оценки, в первую очередь, становится существенной мелкомасштабная плазменно-резонансная неустойчивость, приводящая (на линейной стадии) к образованию слоев, перпендикулярных вектору электрического поля \vec{E} (разд. 3.3). Нижняя граница p_1 области давлений $p_1 < p < p'_1$, в которой существует эта неустойчивость, определяется из условия совпадения максимальной концентрации в "гладком" разряде n_{max} с пороговым значением n_{s1} , зависящим от p - см. формулы (3.41), (3.43). Верхняя граница p'_1 определяется условием $n_{max} = n'_{s1} = (1 + \nu^2/\omega^2)^{-1}$ (см. (3.48)).

Эволюция разряда, в котором может развиваться плазменно-резонансная неустойчивость, по-видимому, протекает следующим образом. На начальной стадии пробоя, пока $n < n_{s1}$, разряд остается "гладким". Начиная со значения $n = n_{s1} < n_{max}$, на фоне продолжающегося лавинообразного процесса возникает и постепенно усиливается мелкомасштабная стратификация, пространственный период которой задается в момент прохождения порога ($n = n_{s1}$) и при $n_{s1} \ll 1$ равен $\Lambda_1 = \lambda/\sqrt{2}$ - см. (3.44). Поскольку, однако, временная постоянная лавины на начальной стадии пробоя существенно превышает инкремент неустойчивости (3.41), стратификация может стать заметной лишь при достаточном замедлении лавины, т.е. при $n \approx n_{max}$. На нелинейной стадии неустойчивости максимальная концентрация в слоях при $\nu/\omega \ll 1$ возрастает с увеличивающейся скоростью вплоть до значений порядка критического ($n \approx 1$), что должно приводить к появлению целого ряда новых эффектов, существенно усложняющих картину взаимодействия падающего излучения с плазмой и сильно деформирующих образовавшуюся слоистую структуру. К числу таких эффектов можно отнести: отражение волны от передних (обращенных навстречу излучению) участков разряда, возбуждение поверхностных волн, распространяющихся вдоль слоев в прямом и обратном направлениях, экранирование и деионизация областей, удаленных от передней границы, образование новых максимумов дифракционного поля и г.д.

Сравнение величин инкрементов плазменно-резонансной и ионизационно-перегревной неустойчивостей показывает, что вторая из них становится преобладающей, начиная с некоторого давления $p_2 < p'_1$, как правило, лежащего вблизи точки $\nu(p) = \omega$. Поэтому в области $\nu > \omega$ ($p > p_2$) разряд должен при-

обретать структуру, отличную от описанной выше, распадаясь на нитевидные плазмойды, вытянутые в направлении электрического поля и отстоящие друг от друга на расстояние $\Lambda = 2\pi/\alpha_{\perp}$, определяемое формулой (3.78).

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В последние годы был выполнен ряд лабораторных экспериментов, в которых исследовались динамика и структура самостоятельного неравновесного разряда в волновых пучках СВЧ-диапазона [22-27]. Эти эксперименты проводились параллельно с теоретическими исследованиями, с одной стороны, стимулируя их, а с другой, предоставляя новый богатый материал для проверки развиваемых теорий. В данном разделе приводятся и обсуждаются на основе изложенных выше теоретических представлений результаты экспериментальных исследований, проводившихся при различных режимах и способах поддержания разряда, но преимущественно - в условиях, когда определяющую роль в его формировании играет электродинамическая нелинейность. Мы не будем здесь касаться работ, посвященных изучению начальной фазы пробоя газа [45-47, 59], на которой многие важные нелинейные процессы еще не успевают развиться, а также работ, относящихся к разрядам высокого давления ($\nu \gg \omega$), где на первый план выступают вопросы динамики и нагрева газа [44, 48, 85], а не электродинамики плазмы.

4.1. Разряд в одиночном волновом пучке

В работе [22] исследовались основные стадии и типы пространственно-временной эволюции СВЧ-разряда, создаваемого полем сходящегося волнового пучка в газах низкого и среднего давления. В качестве источника излучения использовался гиротрон миллиметрового диапазона, обладающий достаточно высокими значениями импульсной мощности и длительности импульса, что позволило осуществить пробой и наблюдать ряд этапов послепробойностной эволюции свободно локализованного "холодного" разряда в широком диапазоне плотностей газа.

СВЧ-излучение гиротрона с помощью преобразователя трансформировалось в гауссов пучок электромагнитных волн линейной поляризации и направлялось внутрь безэховой вакуумной камеры. Длина электромагнитной волны $\lambda = 8$ мм, длительность импульсов излучения $\tau_u \approx 100$ мкс, импульсная мощность в пучке $P \approx 100$ кВт. Поперечный и продольный размеры фокальной области в невозмущенном волновом пучке (по уровню спада интенсивности в e раз) составляли соответственно $a_F \approx 1,5$ см, $l_F \approx ka_F^2 \approx 20$ см ($ka_F \approx 10$, $kl_F \approx 150$, $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$). Камера заполнялась технически чистыми азотом, гелием или аргоном (доля примесей не более 1%). Разряд зажигался в фокальной области пучка на достаточном удалении от стенок камеры при давлениях $p = 0,1 - 600$ Торр в гелии, аргоне и $p = 0,3 - 70$ Торр в азоте.

Динамика и структура разряда изучались по фотоснимкам свечения плазмы. Съемка осуществлялась фотоаппаратом, а также в кадровом и в хронографическом режимах приборами ЛВЭ-1Б и ФЭР-2, построенными на основе электронно-оптических преобразователей [86]. Лупа времени ЛВЭ-1Б, на которой в результате некоторой переделки был установлен многокаскадный ЭОП УМИ-93Ш с мультищелочным фотокаодом, обеспечивала многокадровую съемку разряда в течение СВЧ-импульса: 9 кадров и интервалами от 2 до 32 мкс при длительности экспозиции 0,2 мкс. Длительность оптической развертки фотоэлектронного регистратора ФЭР-2 была увеличена до 50 мкс. Съемка разряда производилась в двух взаимно перпендикулярных проекциях: на плоскость, проходящую через продольную ось пучка параллельно вектору электрического поля (плоскость E), и на плоскость, проходящую через ту же ось параллельно вектору магнитного поля (плоскость H).

В тех случаях, когда разряд имел не слишком сложную пространственную структуру, фотографические методы дополнялись измерениями электронной концентрации, которая определялась по сдвигу частоты введенного в камеру открытого резонатора. Резонатор, возбуждавшийся на длине волны $\lambda \approx 4$ мм, был образован двумя сферическими зеркалами, располагавшимися по обе стороны от оси пробивающего пучка. Используемая методика (см. [25]) обеспечивала возможность измерений концентрации в диапазоне $10^{11} \pm 2 \cdot 10^{13}$ см⁻³ с пространственным разрешением 1 см и минимальным временем между двумя последовательными измерениями в одном импульсе 10 - 15 мкс.

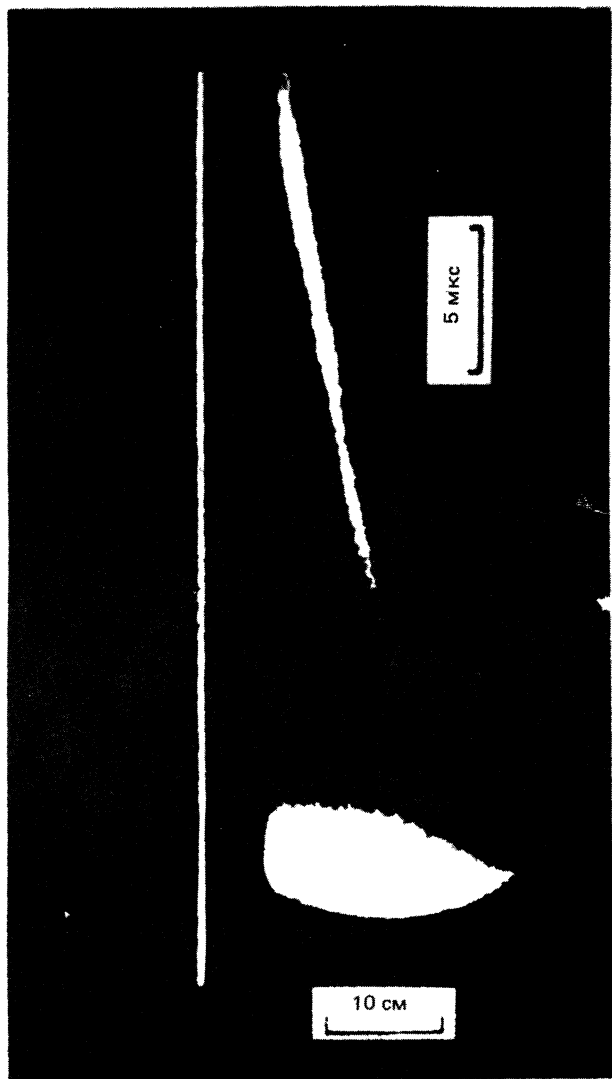
При значениях СВЧ-мощности, превышавших некоторый пороговый уровень, существовал диапазон давлений (плотностей газа), в котором в фокальной области пучка возникал разряд. Общий характер его структуры оказался существенно зависящим от давления. Наблюдаемые картины интегрального свечения демонстрируют существование трех основных типов структуры, последовательно сменяющих друг друга при увеличении давления: 1) сплошное (диффузное) свечение при низких давлениях; 2) светящиеся полосы, параллельные оси пучка и перпендикулярные вектору электрического поля \vec{E} , в области средних давлений; 3) светящиеся нити, параллельные вектору \vec{E} , в области высоких давлений. Соответствующие интегральные фотографии разряда в плоскости E для He приведены на рис. 19. Переходы от первого типа структуры ко второму и от второго и третьему происходили соответственно в областях давлений:

$$\begin{aligned} N_2: \rho_1 &\approx 3 - 5 \text{ Торр}, & \rho_2 &\approx 40 - 50 \text{ Торр}, \\ He: \rho_1 &\approx 10 - 20 \text{ Торр}, & \rho_2 &\approx 100 - 150 \text{ Торр}. \end{aligned}$$

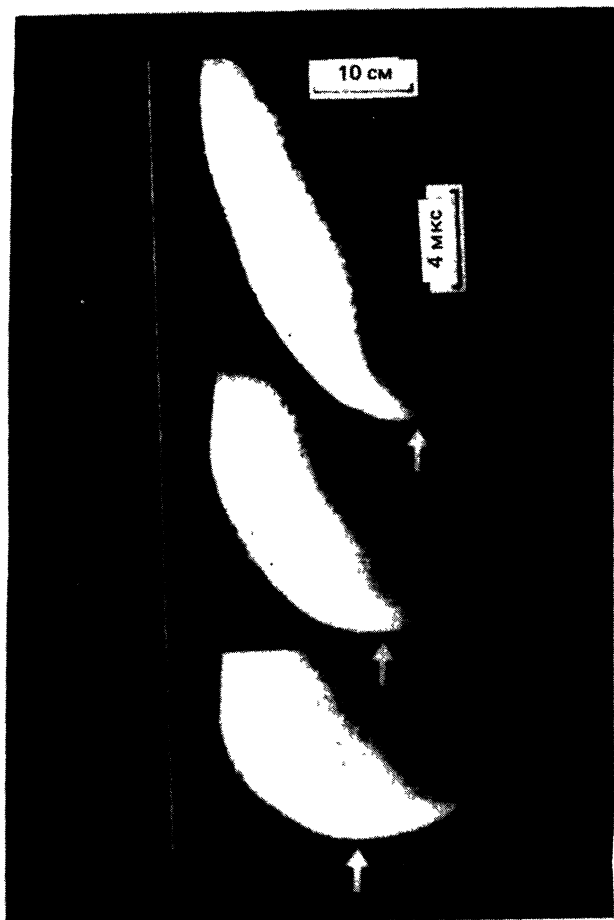
В аргоне структура типа 2 не наблюдалась - в области $\rho \approx 30 - 40$ Торр осуществлялся переход между структурами типа 1 и 3.

Исследования динамики разряда методами скоростной фоторегистрации позволили установить основные стадии его эволюции: 1) возникновение пробоя вблизи фокальной плоскости; 2) перемещение фронта ионизации (головного максимума волны пробоя) навстречу падающему излучению с образованием позади него квазиоднородного плазменного столба; 3) появление вторичных бегущих волн ионизации и мелкомасштабное дробление образующихся структур (в соответствующих областях давлений) в направлении, параллельном или перпендикулярном полю \vec{E} .

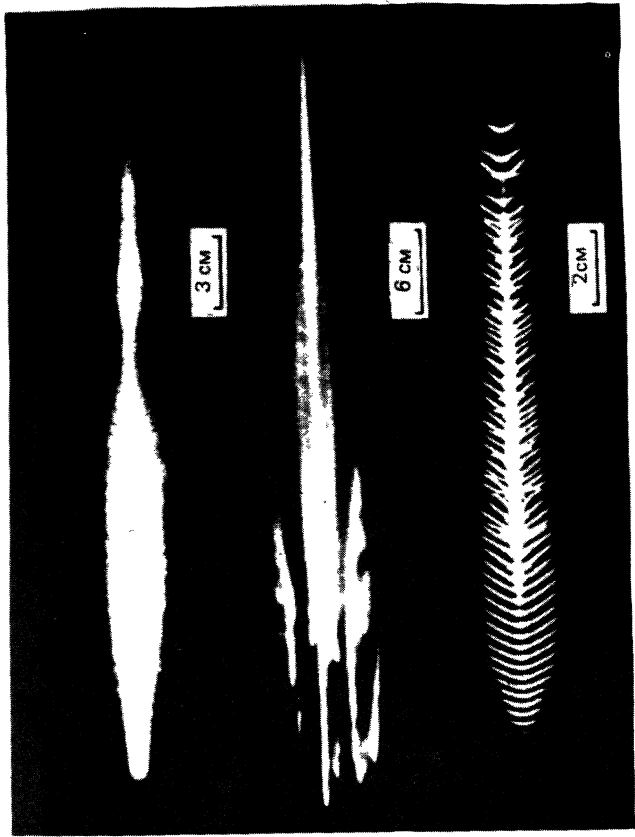
На рис. 20 приведены фотохронограммы начальной стадии разряда (волны пробоя) в He при трех величинах давлений $\rho = 1, 3, 5$ Торр. Отметим, что точка появления первого достаточно интенсивного (регистрируемого прибором) свечения смещена из фокуса на некоторое расстояние (увеличивающееся с ростом давления) навстречу излучению. Фронты ионизации вначале распространяются в обе стороны от этой точки (рис. 20, в). Однако весьма быстро - очевидно, вследствие экранирования поля образовавшейся плазмой - на фоторазвертке остается лишь один, обращенный к падающей волне фронт



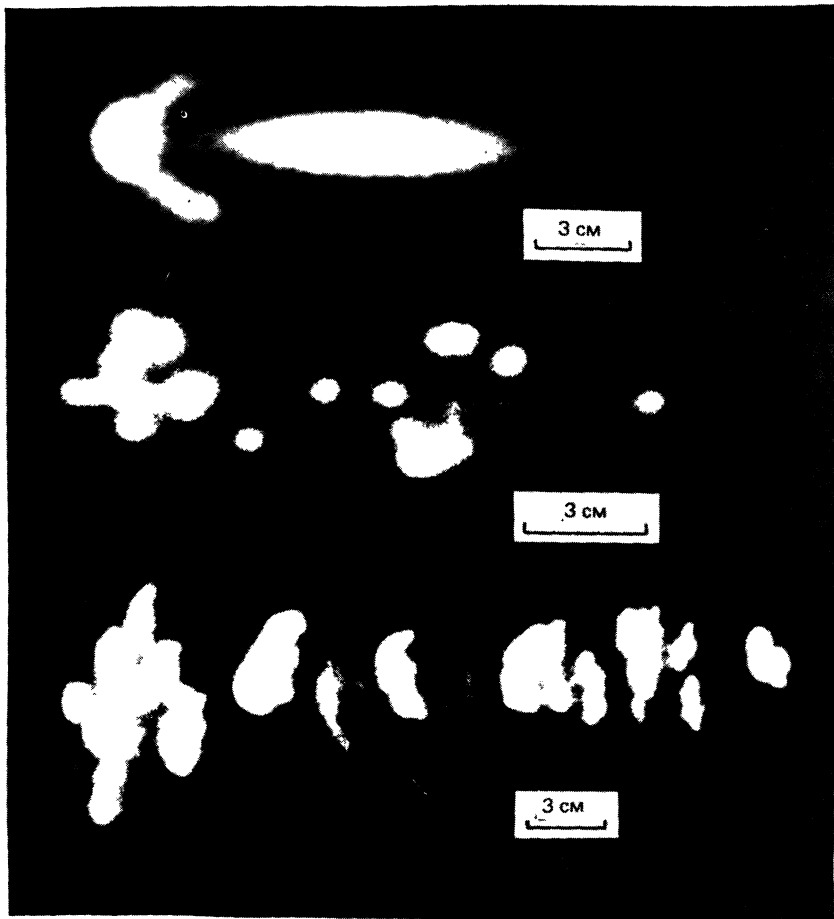
Р и с. 21 . Оптическая развертка разряда в гелии
при давлении $p = 20$ Торр



Р и с. 20. Оптическая развертка разряда в гелии: а – $p = 1$ Торр, б – 3 Торр ,
в – 5 Торр. Направление потока излучения – слева направо. Направление
временной оси – снизу вверх. Стрелками показано место зарождения пробоя



Р и с. 19 . Фотографии разряда в гелии в плоскости E : а - $p = 5$ Торр,
 б - 100 Торр, в - 600 Торр. Направление потока СВЧ-излучения -
 слева направо



Р и с. 22. Разряд в плоскости E с временем экспозиции $\tau_3 = 0,2$ мкс в различные моменты времени t от начала СВЧ-импульса:

- a* – азот, $p = 2$ Торр, $t = 6$ мкс;
- б* – азот, $p = 10$ Торр, $t = 90$ мкс;
- в* – аргон, $p = 50$ Торр, $t = 90$ мкс

ионизации, скорость перемещения которого зависит от уровня интенсивности излучения и плотности газа.

При давлениях $p \geq 10$ Торр в He и $p \geq 2$ Торр в N_2 в течение СВЧ-импульса наблюдались вторичные фронты ионизации, перемещающиеся навстречу излучению с меньшей скоростью (рис. 21, He, $p = 20$ Торр, слева фоторазвертка оборвана из-за ограниченности поля зрения ФЭРа).

Изучение динамики разряда методом кадровой съемки показало, что до тех пор, пока движущийся фронт ионизации не приблизится к границе области пробоя и т.е. испытает сильного замедления, его моментальные снимки (время экспозиции $\tau_3 = 0,2$ мкс) во всех областях давления регистрируют картину свечения, которая не содержит мелкомасштабных структур типа 2 или 3, показанных на рис. 19,б,в. То же самое относится и к разделу в целом в течение всего времени его существования в области низких давлений, соответствующей образованию структуры типа 1.

Анализ моментальных снимков разряда при более высоких давлениях позволил проследить процесс его мелкомасштабного дробления, приводящий к образованию структур типа 2 или 3. В зависимости от величины давления, сорта газа, места в пучке наблюдаемые на интегральных снимках мелкомасштабные структуры возникают либо сразу как единое целое на фоне квазиоднородного свечения (типа изображенного на рис. 22,а), либо образуются в результате быстрого перемещения или разрастания ранее возникших более мелких образований. Яркие продольные полосы на интегральной фотографии разряда в N_2 и He (см. рис. 19,б, структура типа 2) – следы, прочерченные отдельными квазисферическими образованиями (плазмоидами), появляющимися в результате дробления фронтов ионизации и движущимися навстречу СВЧ-излучению. Моментальные снимки первого фронта ионизации при низких давлениях, плазмоидов при средних давлениях, а также нитевидной структуры, образующейся в области высоких давлений, приведены на рис. 22. Характерные времена зарождения и развития мелкомасштабных образований в разряде при давлениях $p \approx 10$ Торр составляют $\tau_3 \sim 2 - 3$ мкс. При более высоких давлениях эти времена, по-видимому, были меньше, но измерить их не представлялось возможным, так как интервал между кадрами скоростной съемки был не менее 2 мкс.

Полученные результаты показывают, что наблюдаемые в исследованных областях давлений картины интегрального све-

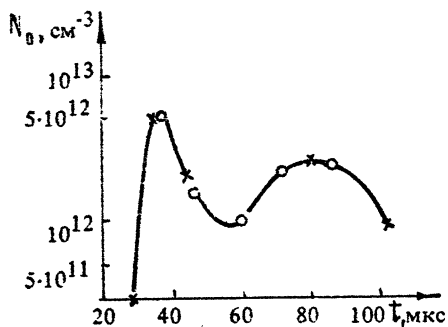


Рис. 23. Временной ход электронной концентрации в сечении $x = \text{const}$ на расстоянии 15 см от фокуса при давлении азота $p = 2$ Торр

рис. 23 показан временной ход концентрации $N(t)$ (средней по поперечному сечению области пробоя), снятый с помощью открытого резонатора на расстоянии около 15 см от фокуса пучка для нескольких реализаций разряда в азоте при тех же условиях, что и рис. 22,а. Максимальная концентрация в первом пике волны пробоя $N_{\text{max}} = (5 - 6) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, что составляет в условиях эксперимента 25 - 30 % критического значения $N_c = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Как и снимок 22,а, кривая $N(t)$, демонстрирует наличие двух последовательных волн ионизации (максимумы N обусловлены их прохождением через резонатор). В области более высоких давлений ($p > p_1$) моментальные снимки и кривые $N(t)$ на стадии волны пробоя (до возникновения дробления) имели тот же вид, что и на рис. 22, 23. Указанное соответствие подтверждает возможность использования фотографических методов для изучения структуры разряда данного типа.

Переходя к обсуждению представленных результатов, отметим прежде всего сходство наблюдаемой картины эволюции сплошного (без мелкомасштабных структур) разряда с предсказываемой на основании рассмотренных в разд. 2.2, 2.4.1 приближенных аналитических и численных моделей. Заметим, что в условиях проведенного эксперимента ($\beta \approx 0,1, \ln(N_c/N_0) \approx 30$) найденное с помощью (2.33) значение $N_{\text{max}}/N_c \approx 0,3$, т.е. на качественную применимость использованных моделей, предполагающих $N_{\text{max}}/N_c \ll 1$, здесь еще можно рассчитывать.

чения (структуры типа 1, 2, 3) могут быть отождествлены соответственно с тремя типами разряда в волновом пучке: диффузным (сплошным), многоплазмодным (с движущимися квазисферическими плазмоидами) и нитевидным (состоящим из множества неподвижных нитей).

Эволюция разрядной плазмы в отсутствие мелкомасштабного дробления (или на стадии волны пробоя) изучалась также путем измерений электронной концентрации. На

В то же время удовлетворительное согласие результатов расчета с данными эксперимента (форма ионизационного фронта, наличие вторичных волн ионизации, величина N_{max}/N_c) свидетельствует в пользу правильности заложенных в основу этих моделей представлений. Заметные расхождения теории и эксперимента возникают при определении скорости переднего фронта волны пробоя. Теория, предполагающая $N_{\text{max}}/N_c \ll 1$ и игнорирующая отличие волнового поля на фронте ионизации от невозмущенного поля пучка, дает для этой скорости величину, почти на порядок меньшую измеренной в описанном эксперименте. В работе [23] прямыми измерениями (в условиях, сходных с описанными выше) было обнаружено некоторое усиление поля в пучке в области переднего фронта ионизации и показано, что учет этого усиления (по-видимому, обусловленного прямым отражением волны от разряда) позволяет получить для скорости волны пробоя (в самосогласованном поле) значения, близкие к экспериментальным.

Наблюдаемое мелкомасштабное дробление разряда естественно интерпретировать на основании представлений об ионизационных неустойчивостях. Согласно результатам, изложенным в разд. 3, в СВЧ-разрядах умеренной протяженности, где не могут развиваться процессы вынужденного ионизационного рассеяния, при малых частотах соударений электронов ($\nu \ll \omega$) главную роль играет квазистатическая (плазменно-резонансная) ионизационно-полевая неустойчивость. Ее максимальный инкремент γ и соответствующее ему волновое число возмущений k в однородном разряде определяются выражениями (3.41), (3.42), (3.47) и зависят от констант, характеризующих скорости различных процессов в балансе ионизации.

Разряды в технически чистых гелии и азоте, благодаря высокой скорости реакции перезарядки ионов He^+ на имеющейся малой ($\sim 1\%$) примеси N_2 и O_2 , имеют сходный ионный состав и, следовательно, близкие значения коэффициента диссоциативной рекомбинации $\alpha_r \approx (2 \div 4) \cdot 10^{-8} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^3$ [87], при этом $\alpha_r N \gg \nu_a, \nu_i \approx \alpha_r N$ и согласно (3.41), (3.47)

$$\gamma_{\text{max}} = \nu_i \left(\beta A n - 1 - 2 \sqrt{\beta D k^2 / \alpha_r N_c} \right). \quad (4.1)$$

В области $\nu/\omega \ll 1-n$ ($n = N/N_c$), где $A \approx 1/(1-n)$, неустойчивость ($\gamma > 0$) возникает при условии

$$\beta n / (1-n) > 1 + 2 \sqrt{\beta D k^2 / \alpha_r N_c}. \quad (4.2)$$

Волновое число на пороге неустойчивости (при $\gamma = 0$)

$$a_c = \kappa \sqrt{2\beta n(1-n)/[(\beta+1)n-1]} > \kappa \sqrt{2(1-n)}. \quad (4.3)$$

При максимальных значениях $n = n_{\max} \approx 30 \theta^2$, достигающихся в условиях данного эксперимента в "гладком" разряде (см. выше), условие (4.2) при известной зависимости $D(\rho)$ определяет некоторое пороговое давление ρ_1 (при $\rho < \rho_1$ неустойчивость подавлена диффузией). Оцениваемые таким образом значения ρ_1 для разряда в He и N₂ лежат именно в тех областях давлений, где наблюдались переходы от диффузного разряда к многоплазмOIDному.

В аргоне при невысоких давлениях, ввиду отсутствия достаточно быстрых процессов перезарядки и конверсии в молекулярный ион Ar₂⁺, рекомбинирует атомарный ион, имеющий малый коэффициент рекомбинации ($\alpha_1 \approx 10^{-10}$ см³/с [88]). При этом даже в случае $n = n_{\max}$ условие $\gamma > 0$, как показывают оценки, не выполняется ни при каких давлениях (либо может быть с трудом выполнено в области $\omega/\omega_p \gg 1$, где главную роль играет неустойчивость другого типа, обсуждаемая ниже). Этим можно объяснить отсутствие в аргоне структур типа 2.

Заметим, что и при положительном инкременте (4.1) неустойчивость не возникает, если размеры области разряда не превышают периода стратификации $\Lambda = 2\pi/\varphi$. Такая ситуация реализовалась, по-видимому, в экспериментах [48], где размеры фокальной области пучка были меньше или равны Λ и структура типа 2 вообще не наблюдалась.

Используемые здесь результаты линейной теории неустойчивости однородного разряда не описывают картину эволюции разряда с развитыми возмущениями. Наблюдаемый в описанном эксперименте многоплазмOIDный разряд, по-видимому, отвечает нелинейной стадии неустойчивости, исследование которой применительно к реальному (неоднородному и нестационарному) разряду в волновом пучке представляет собой весьма сложную и далекую от разрешения задачу. Тем не менее можно отметить удовлетворительное согласие с данными эксперимента предсказываемых линейной теорией порядков величин характерного времени развития неустойчивости ($1/\gamma_{\max} \sim \beta_i \Lambda n \approx 2 \cdot 10^{-6}$ с) и ее характерного масштаба ($\Lambda = 2\pi/\varphi \lesssim 1$ см), по-видимому задаваемого в момент прохождения концентрации через пороговое значение (см. (4.2), (4.3)).

В области $\omega/\omega_p \gg 1$ в разряде преобладает другая неустойчивость — ионизационно-перегревная (см. разд. 3.4), возникаю-

шая благодаря взаимному усилению возмущений электронной концентрации и температуры газа и приводящая к распаду разряда на нити (шнуры), параллельные полю. Давление газа $p = p_2$, определяемое условием $\nu(p_2) = \omega$ в описанных экспериментах лежит в области перехода к нитевидному разряду, неоднократно наблюдавшемуся в той же области давлений ($\nu > \omega$) и в более ранних экспериментах [24, 44, 48, 89, 90]. Инкремент данной неустойчивости $\gamma_T \approx \sqrt{\beta} \gamma_0 \nu_i$ (γ_0 - обратное время однородного нагрева газа) в области давлений $p \gtrsim 10^2$ Торр по оценкам составляет $10^6 \div 10^7$ с⁻¹. Ее оптимальный масштаб $\Lambda = 2\pi/\alpha$ (расстояние между нитями) определяется тем же соотношением (см. (3.42), (3.76)), что и в предыдущем случае; при $p \sim 10^2$ Торр $\Lambda \sim 0,1 - 0,3$ см, что качественно согласуется с данными эксперимента.

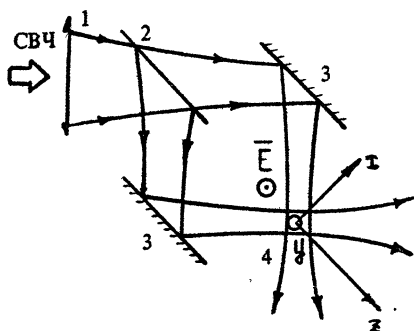
Необходимо отметить, что существенную роль в формировании нитевидных образований при $\nu > \omega$ может играть также эффект усиления поля на нормальных к нему участках границы плазмоида, приводящий к быстрому разрастанию последнего в направлении поля \vec{E} [90-92]*.

4.2. Разряд в пересекающихся пучках

В работах [24-27] исследовался разряд, зажигаемый в области пересечения двух волновых пучков. Благодаря четкой локализации ионизованной области в пространстве такой разряд более удобен для изучения динамики описанного выше мелкомасштабного дробления и представляет интерес в связи с возможными применениями в плазмохимии, лазерной технике, а также как способ создания искусственного радиозеркала в атмосфере.

Эксперименты проводились на установке, описанной в предыдущем разделе, по схеме, изображенной на рис. 24. Волновой пучок после прохождения через диэлектрическую линзу расщеплялся с помощью полупрозрачного зеркала на два пучка одинаковой мощности, которые после отражения от металлических зеркал пересекались в центральной области вакуумной камеры. Параметры излучения: длина волны $\lambda = 8$ мм, дли-

* Этим же эффектом можно объяснить, по-видимому, образование "ветвящегося" разряда (состоящего из множества хаотически разветвленных светящихся нитей) в области давлений $p \sim 1$ атм [82].



Р и с. 24. Схема установки: 1 – радиолинза, 2 – полупрозрачное зеркало, 3 – отражатели, 4 – область пересечения пучков

тельность импульса $\tau_u \leq 50$ мкс, импульсная мощность в каждом пучке $P = 100$ кВт, угол между осями пучков $2\theta_0 = 60^\circ$, диаметр пучков в области пересечения (по уровню спада интенсивности в e раз) $d = 3$ см. Основная часть экспериментов была выполнена с пучками типа ТЕ (векторы электрического поля на осях обоих пучков параллельны), но ряд результатов был получен также с пучками типа ТМ (векторы электрического поля лежат в плоскости, образованной осями пучков). Исследовался разряд

в технически чистых азоте, гелии, аргоне и в воздухе. Фотографирование разряда и снятие непрерывных пространственно-временных разверток проводилось в двух взаимно перпендикулярных проекциях: на плоскость S , делящую пополам угол $2\theta_0$ между осями пучков и параллельную в волнах типа ТЕ вектору электрического поля \vec{E} , и на плоскость R , образованную осями пучков и совпадающую в волнах ТЕ с плоскостью поляризации вектора магнитного поля \vec{H} .

На основании анализа фотографического материала структура и динамика разряда в ТЕ-пучках представляются следующими.

В течение всего времени каждого импульса разряд в основном локализован в окрестности пучностей электрического поля (в максимумах интерференционной картины, возникающей в области наложения двух пучков). Иллюстрацией этому служит приведенная на рис. 25 интегральная фотография разряда в плоскости R (воздух, давление $p = 30$ Торр). Интервал между яркими продольными полосами на ней соответствует расстоянию между пучностями $\lambda/2\sin\theta_0 = 8$ мм. Данная структура хорошо согласуется с рассчитанной различными способами в разд. 1.

В каждом ионизованном слое, образованном пучностью поля (в плоскости, параллельной S), в зависимости от рода газа и давления p реализовался, как и при разряде в одиночном пучке, один из следующих трех видов структуры разряда:

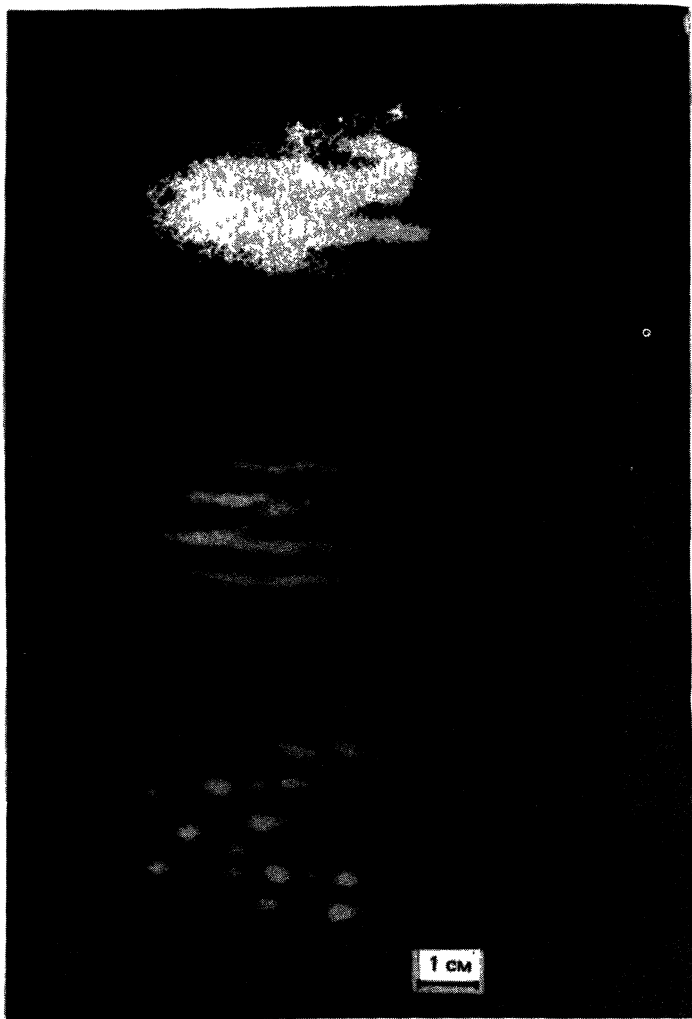


а)

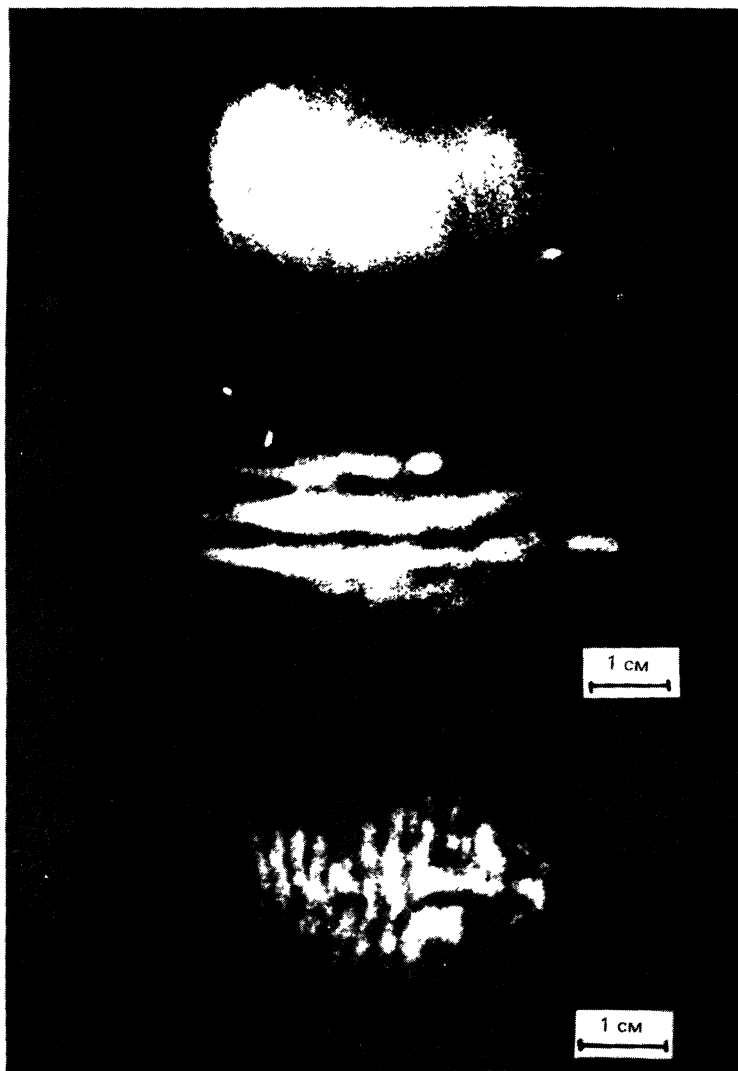
б)

в)

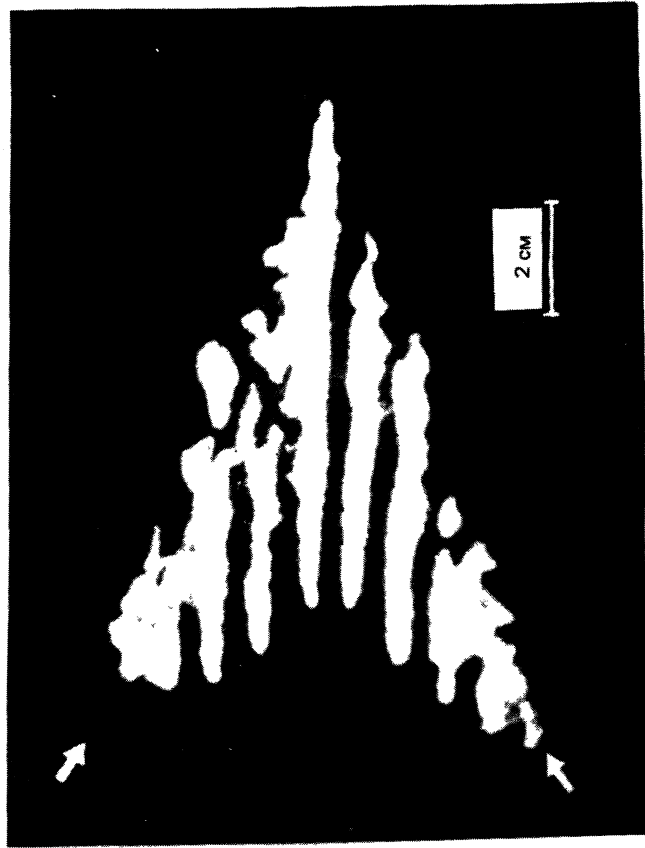
Р и с. 28 Эволюция разряда в области $\nu > \omega$,
 $p = 70$ Торр: а — $t = 30$ мкс, б — 36 мкс, в — 50 мкс



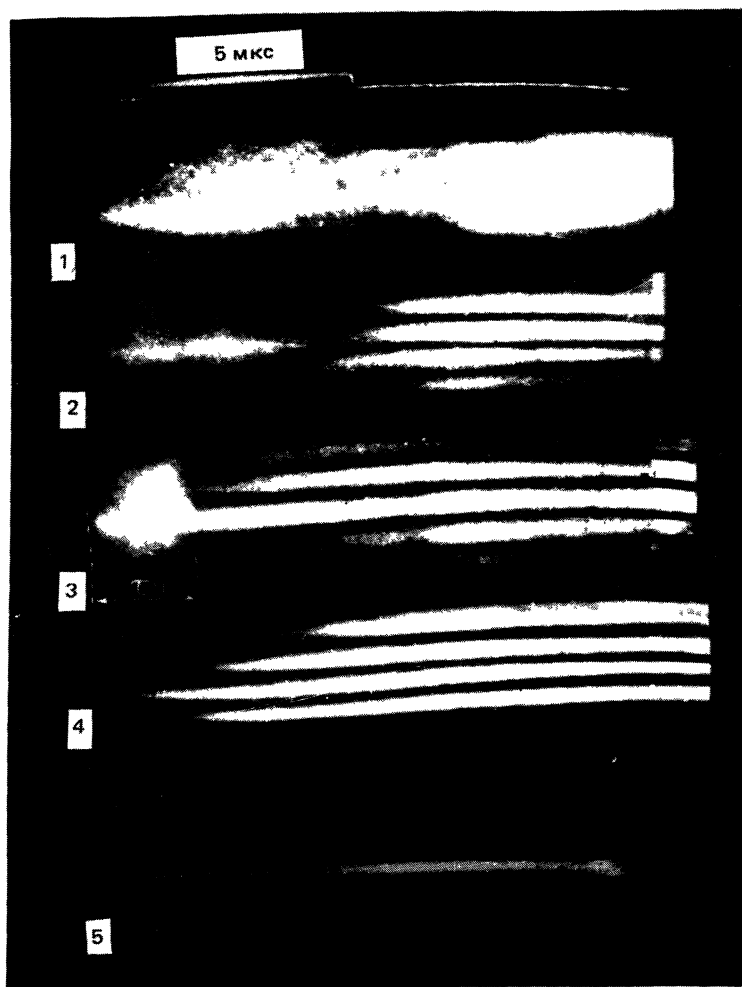
Р и с. 27. Эволюция разряда (фотографии в плоскости S) при давлении $p = 10$ Торр с временем экспозиции $0,2$ мкс в различные моменты времени t от начала СВЧ-импульса:
 $a - t = 2$ мкс, $b - 8$ мкс, $c - 24$ мкс



Р и с. 26 . Основные типы структуры разряда(фотографии в плоскости ξ) : $a - p = 1$ Торр, $b - 10$ Торр, $c - 70$ Торр.
Направление потока энергии в центральной пучности — слева направо, вектор \vec{E} направлен вертикально



Р и с. 25 . Фотография разряда в плоскости \perp при давлении воздуха $p = 30$ Torr; стрелками показаны направления падающего излучения



Р и с. 29 . Пространственно-временные развертки свечения
 центрального ионизованного слоя при различных давлениях воздуха:
 1 - $p = 1$ Торр, 2 - $p = 6$ Торр, 3 - $p = 10$ Торр, 4 - $p = 30$ Торр
 (1,4 - плоскость S), 5 - $p = 10$ Торр (плоскость R)

1) квазиоднородный (диффузный) разряд в области низких давлений; 2) разряд, дробящийся на слои (точнее, квазицилиндрические образования), перпендикулярные вектору \vec{E} , в области промежуточных давлений; 3) разряд, дробящийся на шнуры, параллельные вектору \vec{E} , в области высоких давлений ($\nu \geq \omega$)

Характерные интегральные и мгновенные фотографии в плоскости S , а также фотохронограммы начальной стадии разряда в воздухе, демонстрирующие образование этих трех структур, приведены на рис. 26 - 29 (рис. 26 - $\tau_2 > \tau_u$, рис. 27, 28 - $\tau_2 = 0,2$ мкс). Во избежание наложения свечения из различных пучностей, затрудняющего анализ исследуемых структур в плоскости S , при получении фотографий мощность излучения была снижена до уровня, обеспечивающего горение разряда лишь в одной центральной пучности.

Из приведенных фотохронограмм (снятых при малых и средних p) видно, что толщина светящегося слоя L (размер в плоскости R) всегда остается меньше длины волны λ (рис. 29, изображение 5). В плоскости S свечение распространяется на сравнительно широкую область, либо оставаясь квазиоднородным (в области давлений $p < p_1 \approx 3$ Торр, рис. 29(1)), либо дробясь спустя определенный промежуток времени τ_d на отдельные полосы, перпендикулярные вектору \vec{E} (в области $p > p_1$, рис. 29 (2 - 4)). Длительность однородного свечения τ_d убывает с ростом давления; при $p = 30$ Торр (рис. 29(4)) полосы возникают, по-видимому, уже на фоне весьма слабого, не регистрируемого прибором свечения.

Измерения концентрации электронов в разряде N , проводившиеся, как и в предыдущем случае, методом открытого резонатора, дали для разряда в воздухе при давлениях $p \approx 3 - 40$ Торр, где имеет место дробление с $\nabla N \parallel \vec{E}$, значения средней (в направлении \vec{E} , в пределах центральной пучности) концентрации $\bar{N} \approx (2 \div 6) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, достаточно близкие к предсказываемым для той же области давлений на основе стационарной одномерной модели (разд. 1.2), дающей $N = N_c \sin^2 \theta_0 \approx (5 \div 10) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Для определения величины N в квазиоднородном слое (до возникновения его мелкомасштабного дробления) длительность ионизирующего СВЧ-импульса уменьшалась до значения $\tau_u \leq \tau_d$. Результаты соответствующих измерений для воздуха таковы: $\bar{N} \approx (2 \div 3) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при $p = 3$ Торр, $N \approx (0,5 \div 1) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при $p = 10$ Торр. Заметим, что в момент возникновения свечения на фэрограммах измеренные значения $\bar{N} \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

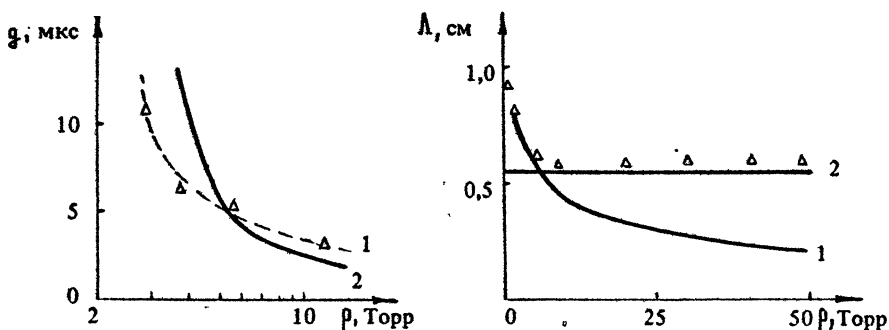
Приведенные результаты, как и в предыдущем случае, качественно согласуются с теорией ионизационных неустойчивостей однородного разряда в поле слабо затухающей плоской волны (количественного совпадения можно было бы ожидать, если бы толщина дробящегося слоя L удовлетворяла условию $kL \gg 1$, в эксперименте же на пороге возникновения дробления $kL \sim 1$).

В частности, для разряда в воздухе на основании известных данных ($\alpha_0 \approx 10^{-8} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^3$, $\nu_0 (\text{с}^{-1}) \approx 5 \cdot 10^4 \rho$ (Торр), $\nu (\text{с}^{-1}) \approx 5 \cdot 10^9 \rho$ (Торр)) [33,49] получаем следующее выражение для порогового давления плазменно-резонансной неустойчивости ρ_1 (см. (3.85)):

$$\rho_1 (\text{Торр}) \cdot \lambda (\text{см}) \approx 2,1 \frac{1-n}{\sqrt{n}}, \quad (4.4)$$

где $n = N/N_c$ — относительная концентрация в стационарном состоянии. Для значений n , определяемых простой теоретической моделью ($n_s = \sin^2 \theta_0 = 0,25$) или результатами прямых измерений на пороге неустойчивости ($n \approx 0,1$) получаем соответственно: $\rho_1 = 4$ Торр, $\rho_1 = 7$ Торр. Совпадение с экспериментом ($\rho_{1 \text{ эксп}} \approx 3$ Торр) имеет место при $n = 0,3$. Согласуется с теорией также тот факт, что измеренные значения N до возникновения дробления не превышают порогового уровня N_{s1} и уменьшаются с ростом давления. В отсутствие дробления (для воздуха $\rho < \rho_1 \approx 3$ Торр) $N < N_{s1}$ в течение всего импульса.

Сравнение теоретических и измеренных значений длительности однородного свечения τ_d и характерного масштаба дробления Λ проводится на графиках рис. 30 — 31. Расчетное значение τ_d (кривая 2 на рис. 30) определялось как время десятикратного нарастания затравочных возмущений на линейной стадии плазменно-резонансной неустойчивости: $\tau_d = \ln 10 / \gamma_{ma}$. Величина Λ рассчитывалась двумя способами: как оптимальный масштаб (3.42) на расчетном уровне ограничения электронно лавины $n_s = 0,25$ (кривая 1 на рис. 31) и как пороговый масштаб (3.44) $\Lambda_1 = \lambda / \sqrt{2}$ при $n_{s1} \ll 1$ (кривая 2 на рис. 31). Близость последней величины к экспериментально измеренным позволяет предположить, что период дробления, задаваемый в момент прохождения лавиной порогового уровня $n = n_{s1}$ сохраняется (как и для разряда в одиночном пучке) и на нелинейной стадии неустойчивости, которая фактически и наблюдается в эксперименте. В то же время отметим, что вследствие неоднородности невозмущенного поля и плазмы, образующейся



Р и с. 30. Зависимость времени однородного свечения разряда от давления воздуха: 1 – эксперимент, 2 – теоретический расчет

Р и с. 31. Зависимость пространственного масштаба (периода) дробления от давления воздуха: Δ – эксперимент, 1 – расчет по формуле (3.42), 2 – оптимальный масштаб на пороге неустойчивости (3.44)

уже на начальной стадии пробоя, те же процессы, которые обуславливают развитие плазменно-резонансной неустойчивости (усиление продольной компоненты поля при убывании $|\epsilon|$), могут приводить к формированию мелкомасштабной структуры, тактически минуя стадию однородного фона (что, возможно, зарегистрировала фотохронограмма рис. 29 (4)).

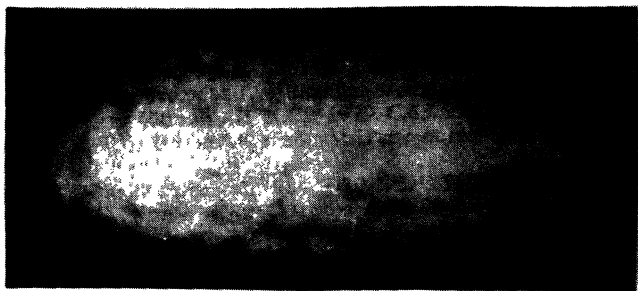
Как и в случае одиночного пучка (и с теми же оговорками, которые были сделаны в предыдущем разделе), удовлетворительным образом согласуются с теорией характеристики другого типа дробления, возникающего в области $\omega > \omega$ и, по-видимому, связанного с развитием ионизационно-перегревной неустойчивости.

Для получения разряда в пересекающихся пучках типа ТМ-поляризация поля в исходном пучке поворачивалась на 90° с помощью сеточного поляризатора. В результате суммарное поле в центре области пересечения пучков оказывалось параллельным плоскости их осей R и имело эллиптическую поляризацию, вырождавшуюся в линейную (продольную или поперечную по отношению к биссектрисе угла между осями) на плоскостях, отстоящих друг от друга на расстоянии $\frac{1}{4} \lambda / \sin \theta_0$. На самой биссектрисе (в плоскости центрального максимума S) поле \vec{E} было чисто поперечным.

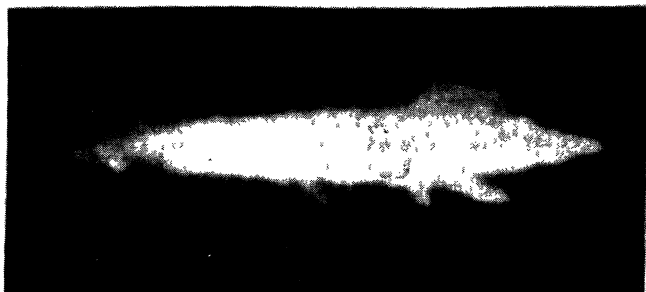
Типичные интегральная и мгновенная (с временем экспозиции 0,2 мкс) фотографии разряда в ТМ-пучках приведены

на рис. 32 (воздух, давление $p = 10$ Торр, угол между осями пучков $2\theta_0 = 60^\circ$). Как видим, в отличие от случая ТЕ-волн и несмотря на наличие сравнительно сильного перепада максимальной и минимальной амплитуд интерференционного поля и определяемых ими частот ионизации (при $2\theta_0 = 60^\circ$ $|\vec{E}|_{\max}^2 / |\vec{E}|_{\min}^2 = 3$), разряд здесь не состоит из отдельных слоев, локализованных вблизи интерференционных максимумов, а представляет собой более или менее цельное плазменное образование (слой толщиной $L \sim (2 - 3)\lambda$), по-видимому реализующее одно из уединенных решений теоретической модели (разд. 1.4). В проекции на плоскость слоя S интегральная картина свечения является квазиоднородной (рис. 32,а), однако, как видно из мгновенной фотографии (рис. 32,в), на начальном этапе эволюции разряда в нем возникала мелкомасштабная стратификация в направлении биссектрисы угла $2\theta_0$. Ее причиной могли быть плазменно-резонансная неустойчивость (проявления которой в ТМ-пучках являются более трудно предсказуемыми ввиду более сложного характера поляризации электрического поля), а также процессы вынужденного ионизационного рассеяния (разд. 3.2). Эти процессы, по-видимому сопровождаемые в неоднородных структурах образованием серии дифракционных максимумов и минимумов поля, возможно, объясняют также происходящий к концу импульса распад перпендикулярных полю \vec{E} плазменных образований на отдельные квазисферические плазмойды в ТЕ-пучках (см. рис. 27).

Таким образом, разряд в пучках типа ТМ обладает рядом важных отличительных особенностей; для достижения их более полного описания и физического понимания необходимы дальнейшие теоретические и экспериментальные исследования. В то же время в целом описанные в этом и предыдущем разделах эксперименты в совокупности с выработанными теоретическими представлениями свидетельствуют с определенностью о важной роли в динамике свободно локализованного СВЧ-разряда различных ионизационно-полевых неустойчивостей и позволяют судить о возможных типах его структуры в различных областях давлений.



a)



б)



в)

Р и с. 32. Разряд в ТМ-пучках при давлении воздуха $p = 10$ Торр; а, б — время экспозиции $\tau_3 > \tau_4$, а — плоскость S, б — плоскость R; в — $\tau_3 = 0,2$ мкс, время от начала СВЧ-импульса $t = 15$ мкс, плоскость S

Литература

1. Гильденбург В.Б. //Теория дифракции и распространения волн: Тез. докл. 6-го Всесоюз. симпоз. по дифракции волн. Москва – Ереван: ВНИИРИ, 1973. Т.2. С.294.
2. Гильденбург В.Б., Голубев С.В. //ЖЭТФ. 1974. Т.67, №1. С.89.
3. Гильденбург В.Б., Литвак А.Г. //Влияние мощного радиоизлучения на ионосферу. Апатиты: Кольский филиал АН СССР, 1979. С.65.
4. Гильденбург В.Б. //Нелинейные волны. Распространение и взаимодействие. М.: Наука, 1981. С.87.
5. Семенов В.Е. //Физика плазмы. 1984. Т.10, №3. С.562.
6. Гильденбург В.Б., Котов А.К., Семенов В.Е., Шейнер М.З. //Физика плазмы. 1986. Т.12, №10. С.1211.
7. Гильденбург В.Б., Кочетов А.В., Литвак А.Г., Фейгин А.М. //ЖЭТФ. 1983. Т.84, №1. С.48.
8. Петрова Т.А., Юнаковский А.Д. Препринт №68 /ИПФ АН СССР. Горький, 1984.
9. Гильденбург В.Б., Семенов В.Е., Смолякова О.Б. //Физика плазмы. 1986. Т.12, №11. С.1348.
10. Гильденбург В.Б., Семенов В.Е. //Нелинейные волны. Структуры и бифуркации. М.: Наука, 1987. С.376.
11. Гильденбург В.Б., Семенов В.Е. //Физика плазмы. 1980. Т.6, №2. С.445.
12. Гильденбург В.Б. //ЖЭТФ. 1980. Т.78, №3. С.952.
13. Семенов В.Е. //Физика плазмы. 1982. Т.8, №3. С.952.
14. Gildenburg V.B., Litvak A.G., Yunakovsky A.D. //J. Phys. 1979. V.40, col. C7. P.215.
15. Гильденбург В.Б., Смолякова О.Б. //Шестая Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы: Тез. докл. /ЛИЯФ. Л., 1983. Т.1. С.308.
16. Гильденбург В.Б., Ким А.В. //ЖЭТФ. 1978. Т.74, №1. С.141.
17. Гильденбург В.Б., Ким А.В., Хазанов И.В. //Физика плазмы. 1983. Т.9, №6. С.1303.
18. Вихарев А.Л., Гильденбург В.Б., Литвак А.Г., Семенов В.Е. //13-я Всесоюз. конф. по распространению радиоволн: Тез. докл. М.: Наука, 1981. Ч.1. С.119.
19. Gildenburg V.B., Setuonov V.E. //Proc. 15 Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Minsk, 1981. Part 1. P.135.
20. Гильденбург В.Б., Ким А.В. //Физика плазмы. 1980. Т.6, №4. С.904.
21. Ким А.В., Фрайман Г.М. //Физика плазмы. 1983. Т.9, №3. С.601.
22. Вихарев А.Л., Гильденбург В.Б., Голубев С.В. и др. //ЖЭТФ. 1988. Т.94, №4. С.136.
23. Вихарев А.Л., Иванов О.А., Степанов А.Н. //Физика плазмы. 1988. Т.14, №1. С.53.
24. Вихарев А.Л., Гильденбург В.Б., Иванов О.А., Степанов А.Н. //Физика плазмы. 1984. Т.10, №1. С.165.
25. Вихарев А.Л., Иванов О.А., Степанов А.Н. //Физика плазмы. 1984. Т.10, №4. С.792.
26. Вихарев А.Л., Иванов О.А., Степанов А.Н. //14-я Всесоюз. конф. по распространению радиоволн: Тез. докл. М.: Наука, 1984. Т.1. С.148.
27. Вихарев А.Л., Гильденбург В.Б., Иванов О.А. и др. //Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т.30, №2. С.317.
28. Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
29. Капица П.Л. //ЖЭТФ. 1969. Т.57, №6. С.1801.
30. Мейерович Б.Э., Питаевский Л.П. //ЖЭТФ. 1971. Т.61, №1. С.235.
31. Гуревич А.В. //Геомagnetизм и астрономия. 1972. Т.12, №4. С.631.
32. Lombardini P.P. //Radio Sci. 1965. V.69D, N1. P.83.
33. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере, М.: Наука, 1973.

34. Батанов Г.М., Косый И.А., Лукьянчиков Г.С. //ЖТФ. 1980. Т.30, №22, С.346.
35. Диденко А.Н., Петров В.М., Слинко В.Н. и др. //Письма в ЖТФ. 1986. Т.12, №20. С.1245.
36. Русанов В.Д., Фридман А.А. Физика химически активной плазмы. М.: Наука, 1984.
37. Гуревич А.В. //УФН. 1980. Т.132, №4, С.685.
38. Борисов Н.Д., Гуревич А.В. //Геомagnetизм и аэрономия. 1980. Т.20, №5, С.841.
39. Борисов Н.Д., Гельфонд О.А., Гуревич А.В. //Физика плазмы. 1983. Т.9, №5. С.1133.
40. Гильденбург В.Б., Гуревич А.В., Литвак А.Г. //Эффекты искусственного воздействия мощным радиоизлучением на ионосферу Земли: Матер. Всесоюз. симпоз. Суздаль, 1983). М.: ИЗМИРАН, 1983. С.89.
41. Арыков А.А., Ройзен А.М. //Геомagnetизм и аэрономия. 1984. Т.24. С.1015.
42. Борисов Н.Д., Гуревич А.В., Милих Г.М. Искусственная ионизированная область в атмосфере. М.: ИЗМИРАН, 1986. 184 с.
43. Yee J.H., Alvarez R.A., Mayhall D.P. e.a. //Phys. Fluids. 1986. V.29, N4. P.1238.
44. Allison J., Cullen A.L., Zavody A. //Nature. 1962. V.193, N4811. P.72.
45. Scharfman W.E., Taylor W.C., Morita T. //IEEE Trans. on Antennas and Propagation. 1964. V.AP-12, N6. P.709.
46. Bollen W.M., Yee C.L., Ali A.W. e.a. //J. Appl. Phys. 1983. V.54, N1. P.101.
47. Yee C.L., Ali A.W., Bollen W.M. //J. Appl. Phys. 1983. V.54, N3. P.1278.
48. Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И. и др. //ЖТФ. 1985. Т.55, №2. С.389.
49. Мак-Доналд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. М.: Мир, 1969. 212 с.
50. Райзер Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980.
51. Mauhan J.T., Fante R.L., O'Keefe e.a. //J. Appl. Phys. 1971. V.42, N13. P.5362.
52. Гильденбург В.Б. //Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бесплотной плазмой /ИПФ АН СССР. Горький, 1980. С.83.
53. Литвак А.Г., Миронов В.А., Фрайман Г.М., Юнаковский А.Д. //Физика плазмы. 1975. Т.1, №1. С.60.
54. Беспалов В.И., Литвак А.Г., Таланов В.И. //Нелинейная оптика. Труды симпозиума. Новосибирск: Наука, 1968. С.428.
55. Sodna M.S., Ghatak A.K., Tripathi Y.K. //Progress in Optics. 1976. V.13, N2. P.169.
56. Литвак А.Г. //Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат, 1980. Вып.10. С.164.
57. Глазов Л.Г., Игнатъев А.В., Рухадзе А.А. //Наст. сборник. С. 198.
58. Woskoboinikow P., Mulligan W.J., Praddaude H.C., Cohn D.A. //Appl. Phys. Lett. 1978. V.32, N9. P.527.
59. Лунин Ю.А. //ЖТФ. 1976. Т.46, №11. С.2321.
60. Райзер Ю.П. //ЖЭТФ. 1965. Т.48, №5. С.1508.
61. Амбарцумян Р.В., Басов Н.Г., Бойко В.А. и др. //ЖЭТФ. 1965. Т.48, №5. С.1583.
62. Вихарев А.Л., Иванов О.А., Степанов А.Н. //Наст. сборник,
63. Колмогоров А.Н., Петровский И.Г., Пискунов Н.С. //Вопросы кибернетики. М.: Изд-во АН СССР, 1975. Вып. 12. С.3.
64. Anderson D., Lisak M., Lewin T. //Phys. Fluids. 1986. V.29, N2. P.446.
65. Woo W., De Groot J.S. //Phys. Fluids. 1984. V.27, N2. P.475.
66. Двинин С.А., Довженко В.А. //Физика плазмы. 1988. Т.14, №1. С.66.
67. Feit M.D., Fleck Jr.J.A. //Appl. Phys. Lett. 1974. V.24, N4. P.169.
68. Рахимов А.Т., Суетин Н.В. //ДАН СССР. 1982. Т.263, №2. С.341.
69. Кувидзе Р.Р., Рухадзе А.А. //Физика плазмы. 1987. Т.13, №2. С.246.
70. Kroll N.M. //J. Appl. Phys. 1965. V.36, N1. P.34.
71. Беспалов В.И., Пасманик Г.А. //ЖЭТФ. 1970. Т.58, №1. С.309.
72. Горбунов Л.М. //ЖЭТФ. 1972. Т.62, №6. С.2114.

73. Райзер Ю.П. //УФН. 1980. Т.132, №3. С.549.
74. Гильденбург В.Б., Литвак А.Г. //Теория дифракции и распространения волн: 7-й всесоюз. симпоз. по дифракции и распространению волн. Краткие тексты докладов. М.: Изд-во АН СССР, 1977. Т.1. С.278.
75. Борисов Н.Д. //Физика плазмы. 1982. Т.8, №4. С.712.
76. Двинин С.А., Довженко В.А., Солнцев Г.С. //Физика плазмы. 1982. Т.8, №6. С.1288.
77. Haas R.A. //Phys. Rev. A. 1973. V.8, N2. P.1017.
78. Allis W.P. //Physica. 1976. V.BC82, N1. P.43.
79. Велихов Е.П., Письменный В.Д., Рахимов А.Т. //УФН. 1977. Т.122, №3. С.419.
80. Елецкий А.В., Рахимов А.Т. //Химия плазмы /Под ред. Б.М.Смирнова. М.: Атомиздат, 1977. Вып.4. С.123.
81. Недоспасов А.В., Хаит В.Д. Колебания и неустойчивости низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1979.
82. Батанов Г.М., Грицинин С.И., Косый И.А. и др. //Вопросы физики плазмы и плазменной электроники: Тр. ФИАН. Т.160. М.: Наука, 1985. С.174.
83. Бердышев А.В., Вихарев А.Л., Гитлин М.С. и др. //ТВТ. 1988. Т.26, №3. С.525.
84. Крашенинников С.И. Препринт ИАЭ-3981/6. М., 1984.
85. Голубев С.В., Грицинин С.И., Зорин В.Г. и др. //Наст. сборник,
86. Бутслов М.М., Степанов Б.М., Фанченко С.Д. Электронно-оптические преобразователи и их применение в научных исследованиях. М.: Наука, 1978.
87. Елецкий А.В., Смирнов Б.М. //УФН. 1982. Т.136, №1. С.25.
88. Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах. М.: Мир, 1967.
89. Быков Ю.В., Голубев С.В., Гольденберг А.Л., Зорин В.Г. //ЖТФ. 1984. Т.54, №4. С.703.
90. Богомолов Г.В., Дубровский Ю.Д., Летунов А.А., Песков В.Д. //ЖЭТФ. 1987. Т.93, №2. С.519.
91. Вихарев А.Л., Гильденбург В.Б., Иванов О.А. и др. //Физика плазмы. 1986. Т.12, №12. С.1503.
92. Двинин С.А. //Вестник МГУ. Сер.3, Физика, астрономия. 1985. Т.26, №6. С.30.

СВЧ-РАЗРЯД ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ В ПУЧКАХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

*С. В. Голубев, С. И. Грицинин, В. Г. Зорин,
И. А. Косый, В. Е. Семенов*

1. ВВЕДЕНИЕ

Представленная ниже работа содержит обзор результатов экспериментальных и теоретических исследований СВЧ-разряда высокого давления в пучках электромагнитных волн при больших плотностях потока энергии излучения. Эти исследования особенно интенсивно развивались в последние десять лет, как в связи с появлением соответствующих источников электромагнитного излучения, так и благодаря определенным успехам в области практического использования СВЧ-разряда [1-8]. Основное внимание здесь уделено макроскопической динамике плазмы и газа в условиях, когда интенсивность падающих электромагнитных волн недостаточна непосредственно для пробоя "холодного" (т.е. невозмущенного) газа. В этих условиях развитие разряда определяется взаимным влиянием процессов ионизации и энерговыделения, обусловленного омическим поглощением падающего электромагнитного излучения в газоразрядной плазме. Повышение степени ионизации, при прочих равных условиях, способствует росту энерговыделения в газе. В свою очередь, увеличение энерговыклада и связанное с ним изменение состояния газа — его температуры, плотности, степени возбуждения и т.п. — оказывает существенное влияние на ионизационные процессы в газе, обеспечивая рост электронной концентрации плазмы.

Достаточно наглядное представление об основных качественных закономерностях развития разряда может дать уже простейшая модель, описывающая баланс электронной концентрации

N_e и удельного энерговклада в газ ω (эту модель мы используем также для классификации основных типов разрядов):

$$\frac{dN_e}{dt} = f(N_e, \omega, E), \quad \frac{d\omega}{dt} = \varphi(N_e, \omega, E). \quad (1)$$

Здесь через E обозначена амплитуда высокочастотного электрического поля, которая в условиях разряда сама зависит от плотности плазмы и состояния газа; функции f и φ , описывающие зависимость источников и потерь заряженных частиц и энергии от параметров, обладают следующими свойствами: при $N_e \rightarrow 0$ имеем $\varphi < 0$; если $N_e \rightarrow 0$ и $\omega \rightarrow 0$, то $\varphi \rightarrow 0$, в широком диапазоне параметров f возрастает с увеличением ω и E , а φ — с увеличением N_e и E . Случаю так называемых надпробойных полей ($E > E_{пр0}$) соответствует неустойчивость невозмущенного состояния нейтрального газа, т.е. $f \rightarrow +0$ при $N_e, \omega \rightarrow 0$. Возникающий в этом случае разряд называется самостоятельным. Ограничение роста электронной концентрации в нем определяется главным образом снижением амплитуды электрического поля в плазме.* В допробойных полях ($E < E_{пр0}$) имеем $f \rightarrow -0$ при $N_e, \omega \rightarrow 0$, т.е. невозмущенное состояние нейтрального газа устойчиво. Однако, если при достаточно больших N_e и ω функции f и φ становятся положительными (т.е. рождение заряженных частиц в результате процессов ионизации идет быстрее, чем их гибель, а мощность энерговыведения превосходит мощность энергетических потерь), то возможно развитие так называемого инициированного, или самоподдерживающегося, разряда. Обоюдный рост плотности плазмы и удельного энерговклада в этом случае может ограничиться, как и в самостоятельном разряде, вследствие снижения амплитуды электрического поля (так обычно бывает в СВЧ-разряде), но может продолжаться и до тех пор, пока не наступит полная ионизация (что характерно для лазерной искры) [9].

Используемому нередко в практике несамостоятельному разряду [7, 10] в рамках качественной модели (1) отвечает случай

$$f(0, 0, E) > 0, \quad f(N_{e0}, 0, E) = 0, \quad N_{e0} > 0; \quad \left. \frac{df}{dN_e} \right|_{N_{e0}, 0, E} < 0. \quad (2)$$

* Подробнее о динамике самостоятельного разряда и взаимном влиянии в нем поля и плазмы смогри в статье "Электродинамика высокочастотного неравновесного разряда в волновых полях" настоящего сборника.

Заметим, что несамостоятельный разряд по мере роста энерго- вклада в газ может, в принципе, перейти в режим самоподдерживающегося горения [7,11,12].

В зависимости от давления и сорта газа, интенсивности и частоты падающих электромагнитных волн основную часть в изменении ионизационного баланса в разряде может играть энерговклад в различные степени свободы нейтрального газа, что и определяет разнообразие разрядов. В газах высокого давления при сравнительно низких плотностях потока энергии электромагнитного излучения развитие разряда связано, главным образом, с равновесным нагревом газа до температур, обеспечивающих эффективную термоионизацию [9]. С ростом мощности излучения (в СВЧ-диапазоне) все большую роль начинает играть снижение плотности газа при его нагреве [7,13]. Важное значение могут иметь также процессы неравновесного возбуждения молекул и атомов и связанные с ними процессы ассоциативной и ступенчатой ионизации [14-17]. Во всех этих случаях интенсивность процессов ионизации существенным образом зависит от величины удельного энерговклада в газ, но характерные значения энерговклада, и соответственно времена развития разряда, заметно различаются. Наибольшие значения удельного энерговклада характерны для термического, квазиравновесного разряда, наименьшие - для неравновесного разряда в атомарных газах.

Благодаря различным процессам переноса "ионизирующего агента" (теплопроводности, диффузии возбужденных и заряженных частиц, собственному ионизирующему излучению разряда и т.д.) энерговклад и ионизация газа в инициированном разряде имеют нелокальный характер. Другими словами, нагрев и возбуждение газа возможны, в том числе, и в окрестности ионизованной области (т.е. области поглощения падающего электромагнитного излучения), а ионизация может иметь место и в "холодном" газе поблизости от "горячей" области разряда. В связи с этим разряды в допробойных полях имеют тенденцию к распространению по газу навстречу падающей электромагнитной волне. В зависимости от условий (давления и сорта газа, частоты и амплитуды поля) определяющую роль в распространении разряда по газу могут играть различные из перечисленных выше процессов переноса ионизирующего агента. В соответствии с этим различают такие механизмы распространения разряда, как теплопроводностный [9], диффузионный [18,19], фотоионизационный (или радиационный) [7,20,21] и др. (Подробнее с некоторыми из этих механизмов распространения разряда, реализующихся в лазерной искре, можно ознакомиться в статье В.И.Фишера

"Конкуренция режимов распространения сверхзвукового разряда по лазерному лучу" - см. настоящий сборник).

Распространение иницированного разряда довольно часто происходит на фоне расширяющегося при нагреве газа. В разрядах, развитие которых требует значительного нагрева газа (например, термических), скорость движения расширяющегося газа обычно превосходит скорость распространения разряда относительно газа. Наблюдающееся в этих случаях движение фронта ионизации определяется в основном движением газа [9,22], а соответствующий механизм распространения разряда можно назвать газодинамическим. С газодинамическими процессами связан еще один, так называемый детонационный механизм движения фронта ионизации [9], реализующийся при больших значениях объемной плотности мощности энерговыделения в разряде. Разряд в этом случае распространяется по газу вместе с сильной ударной волной, на фронте которой происходит эффективная термоионизация.

Газовый разряд в пучках электромагнитных волн имеет целый ряд свойств, общих для полей любых частот. Тем не менее, в каждом диапазоне частот развитие разряда характеризуется своей спецификой. В частности, для иницированного СВЧ-разряда атмосферного давления характерно сильное отражение падающей электромагнитной волны от газоразрядной плазмы, а плазма оптического разряда в этих условиях прозрачна для падающего излучения [9]. Принято считать, что столь существенное различие между оптическим и СВЧ-разрядами можно устранить, если зажигать лазерную искру в более плотном газе. Однако простой качественный анализ показывает, что это не совсем так, т.е. для описания динамики разряда в полях электромагнитных волн в общем случае неприменимы законы подобия типа тех, что используются при описании высокочастотного пробоя газа [2,3].

Действительно, уравнения кинетики и газодинамики разряда в заданном поле допускают следующее преобразование подобия:

$$\omega \sim N_{m0} \sim E \sim \Lambda_e^{-1} \sim N_e \sim N_k^* \sim \tau_i^{-1} \sim \Lambda_i^{-1}, \quad (3)$$

означающее, что при пропорциональном изменении таких внешних параметров, как амплитуда E и частота ω электрического поля, невозмущенная концентрация нейтральных частиц газа N_{m0} и величины, обратной характерному масштабу Λ_e неоднородности поля в пространстве, концентрации электронов N_e и различного рода возбужденных частиц N_k^* в образующей-

ся плазме изменяется во столько же раз, что и ω , а характерные пространственные Λ_i и временные τ_i масштабы динамики разряда - во столько же раз, что и Λ_e . Нетрудно заметить, что в результате преобразования (3) диэлектрическая проницаемость ϵ разрядной плазмы не остается постоянной:

$$1 - \epsilon = \frac{1}{1 - i\nu/\omega} \frac{N_e}{N_{ec}} \sim 1/\omega, \quad (4)$$

где ν - эффективная частота столкновений электронов с нейтралами ($\nu \sim N_{m0}$ т.е. ν/ω в данном случае не зависит от частоты), $N_{ec} = m\omega^2/4\pi e^2$ - критическая плотность плазмы. Другими словами, преобразование (3) нарушает подобие электродинамики разряда, что выражается в повышении отражательных способностей плазмы и уменьшении относительной глубины проникновения поля в плазму* (т.е. отношения толщины соответствующего скин-слоя δ к масштабу Λ_e) с падением частоты поля ω .

Если, напротив, исходить из преобразования

$$\omega \sim N_{m0} \sim \Lambda_e^{-1} \sim E^2 \sim N_e^{1/2} \sim \tau_i^{-1} \sim \Lambda_i^{-1}, \quad (5)$$

сохраняющего подобие электродинамики и газодинамики разряда, то получим нарушение подобия в кинетике, выражающееся в росте степени неравновесности разряда с уменьшением частоты поля

$$N_e/N_m \sim \omega, \quad E^2/(\nu^2 + \omega^2) \sim \omega^{-1}. \quad (6)$$

В частности, именно по этой причине в СВЧ-пучках при давлениях газа ниже или порядка атмосферного не удается наблюдать детонационного режима распространения разряда: порог самостоятельного пробоя газа оказывается ниже порога реализации детонационного режима.

Таким образом, между оптическим и СВЧ-разрядами не может быть полного подобия, что лишний раз подчеркивает важность и самостоятельное значение исследований, результаты которых приведены в настоящем обзоре. Следует отметить, что некоторые характерные режимы горения СВЧ-разряда высокого давления вообще не имеют аналогов в лазерной искре.

* Заметим, что рост отражения и уменьшение глубины проникновения поля в плазму способствуют в самом общем случае снижению скорости распространения разряда, так как приводят к уменьшению мощности энерговыделения в нем.

В качестве примера такого режима можно указать наблюдавшийся в экспериментах [7,13] неравновесный СВЧ-разряд, реализация которого в допробойных полях была обусловлена снижением плотности нейтрального газа в результате нагрева последнего, т.е. возможна только при дозвуковых скоростях потока газа. Степень неравновесности такого разряда определяется величиной отношения $E^2/(\nu^2 + \omega^2)$, а скорость распространения u растет с увеличением отношения E^2/N_{m0} . Поэтому при заданной степени неравновесности разряда его скорость $u \sim (\nu^2 + \omega^2)/N_{m0}$, т.е. возрастает с увеличением частоты поля, пока не достигнет сверхзвуковых значений, что сделает невозможным дальнейшее поддержание такого режима разряда.

При построении обзора авторы взяли за основу экспериментальные исследования СВЧ-разряда высокого давления, так как соответствующая теория пока еще далека от завершения, вследствие отсутствия полной ясности в кинетике основных микропроцессов неравновесного разряда при больших удельных энерговкладах и трудностей расчета наблюдавшихся весьма сложных разрядных структур.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВЧ-РАЗРЯДА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

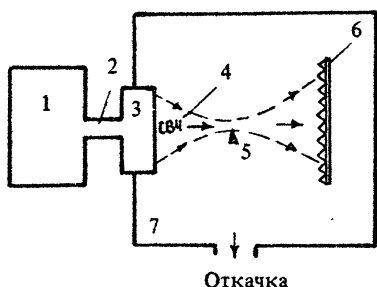
2.1. Основные результаты экспериментальных исследований динамики инициированного СВЧ-разряда при высоких давлениях приведены в работах [7,13,21,24-30]. Типичная схема экспериментов представлена на рис.1. Квазигатуссов пучок СВЧ-излучения сантиметрового или миллиметрового диапазонов с помощью линзы или зеркала фокусировался в центр герметичной разрядной камеры, заполняемой различными газами.

В экспериментах изучался разряд в азоте, воздухе, углекислом газе, кислороде, гелии, криптоне, аргоне при давлениях 100-800 Торр. Для поджига (инициации) разряда использовались метелка из тонких проволочек, вводившаяся в фокальную область СВЧ-пучка [13,21,24,25], лазерный факел [7, 26-28], предварительная ионизация газа ультрафиолетовым излучением [7,29-33]. Максимальная плотность потока энергии СВЧ-излучения S достигала величины 100 кВт/см². Длительность импульса излучения варьировалась от нескольких десятков микросекунд (при больших S) до десятков миллисекунд (при малых S).

В процессе экспериментальных исследований основное внимание уделялось изучению следующих характеристик разряда: пороговых для реализации различных режимов горения разряда значений S , скорости и характера распространения фронта ионизации, пространственного распределения и величины плотности плазмы, температуры, колебательного возбуждения и возмущений плотности нейтрального газа, собственного излучения разряда в инфракрасной, видимой и ультрафиолетовой областях спектра.

Эксперименты показали, что динамика инициированного разряда практически не зависит от способа его инициации, определяющего главным образом пороговый уровень мощности СВЧ-излучения, требующийся для возникновения такого разряда. Как уже отмечалось, развитие разряда в допробойных полях возможно благодаря взаимному влиянию процессов энерговыделения и ионизации в газе. Ионизационное равновесие в газе устанавливается обычно существенно быстрее, чем изменение энергетического состояния газа, поэтому действие различного рода инициаторов можно смоделировать с помощью предварительной ионизации.

Подобные исследования представляют также самостоятельный интерес как для изучения процессов, протекающих в плазменном ореоле инициированного разряда, т.е. процессов, определяющих распространение и структуру этого разряда, так и для выяснения относительной роли различных объемных механизмов неустойчивости однородного несамостоятельного разряда. Последнее представляется достаточно важным, поскольку к настоящему времени отсутствуют надежные данные о харак-



Р и с. 1. Схема экспериментов:
 1 - СВЧ-генератор, 2 - волновод,
 3 - фокусирующая система, 4 - СВЧ-пучок,
 5 - инициатор, 6 - СВЧ-поглотитель,
 7 - вакуумная камера

терных константах различных кинетических процессов, что вынуждает рассматривать большое количество альтернативных моделей развития этих неустойчивостей [11,34], а экспериментальная проверка их в тлеющем разряде затруднена существенным влиянием приэлектродных слоев пространственного заряда, являющихся основными источниками неустойчивостей.

2.2. По сути дела создание в фокальной области СВЧ-пучка допробойной интенсивности концентрации электронов с помощью какого-либо стороннего источника - это реализация безэлектродного несамостоятельного СВЧ-разряда, на существенные преимущества которого перед традиционными видами разрядов впервые было указано в работе [10]. В экспериментальных исследованиях несамостоятельного СВЧ-разряда в пучках электромагнитных волн ионизация газа в фокальной области СВЧ-пучка осуществлялась ионизирующим ультрафиолетовым излучением (УФИ) сторонних разрядов (рис.2) - открытого искрового [12,30,31] или набора скользящих поверхностных разрядов, [29,32,33], расположенных по окружности радиусом 5 см (кольцевой источник [35]). Источники ионизирующего излучения располагались на расстоянии нескольких сантиметров от оси пучка (в случае кольцевого источника СВЧ-излучение подавалось вдоль оси кольца), т.е. полностью исключался контакт разряда с твердыми телами.

Основное внимание в экспериментах уделялось следующим вопросам: изучению баланса ионизации в несамостоятельном разряде, поддерживаемом УФИ; нахождению предельных энерго-

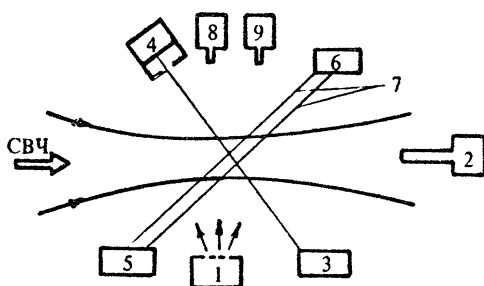


Рис. 2. Схема экспериментальных исследований несамостоятельного СВЧ разряда: 1 - источник ионизирующего излучения, 2 - приемник прошедшего СВЧ-излучения, 3, 4 - рефракционный датчик (3 - газовый лазер, 4 - коллимированный ФЭУ), 5 - генератор и 6 - детектор зондирующего СВЧ-излучения, 7 - двухпроводная линия, 8 - приемник ИК-излучения, 9 - приемник оптического излучения

вкладов в газ в условиях однородного устойчивого горения; измерению пороговых полей, соответствующих переходу несамостоятельного разряда в самостоятельную фазу; исследованию механизмов объемных неустойчивостей, приводящих к такому переходу.

Разряд исследовался в техническом (до 2% примеси кислорода) и чистом (до 10⁻²% примесей) азоте, в воздухе и в азоте с примесью CO₂ при давлениях P от 100 до 800 Торр. Длительность действия источников УФИ составляла 20-50 мкс. Параметр $\eta = E_e / N_m$ варьировался в пределах (1-8) * 10⁻¹⁶ В.см² ($E_e = E / \sqrt{2(1+\omega^2/\nu^2)}$ - эффективное электрическое поле, E - амплитуда электрического поля на оси СВЧ-пучка). Концентрация плазмы, создаваемая УФИ в фокальной области СВЧ-пучка, достигала величины 10¹¹-2.10¹² см⁻³. Электронная концентрация в несамостоятельном разряде определялась по коэффициенту прохождения зондирующего СВЧ-сигнала с длиной волны 3 см, распространявшегося через плазму по двухпроводной линии [12,30], а также по величине прошедшего через плазму мощного СВЧ-излучения [12,33]. Исследование изменения во времени интенсивности ИК-излучения разряда методом "CO₂-следа" [7,33] с помощью полупроводникового детектора (максимум чувствительности которого соответствует длине волны ИК-излучения 4-6 мкм) позволяло судить о динамике накачки колебательных степеней свободы молекул азота, поскольку интенсивность излучения молекул CO₂, находящихся в колебательном равновесии с молекулами N₂, пропорциональна запасенной молекулами колебательной энергии.

Эксперименты показали, что однородное устойчивое горение несамостоятельного разряда в течение СВЧ-импульса нарушалось, если напряженность электрического поля в волне превышала некоторую критическую величину E_{кр}, зависящую, вообще говоря, от рода газа и его давления. Несамостоятельный СВЧ-разряд переходил при этом в качественно иную фазу, характеризующуюся большей концентрацией электронов и сильным нагревом газа, а пространственное распределение концентрации плазмы, светимости и температуры газа становилось неоднородным с масштабом 1 мм. Разряд в этой фазе качественно не отличается от самостоятельного и представляет собой набор плазменных образований в виде яркосветящихся нитей (или каналов), вытянутых преимущественно вдоль направления электрического поля волны.

Переход несамостоятельного разряда в самостоятельную фазу контролировался несколькими методами: по уменьшению

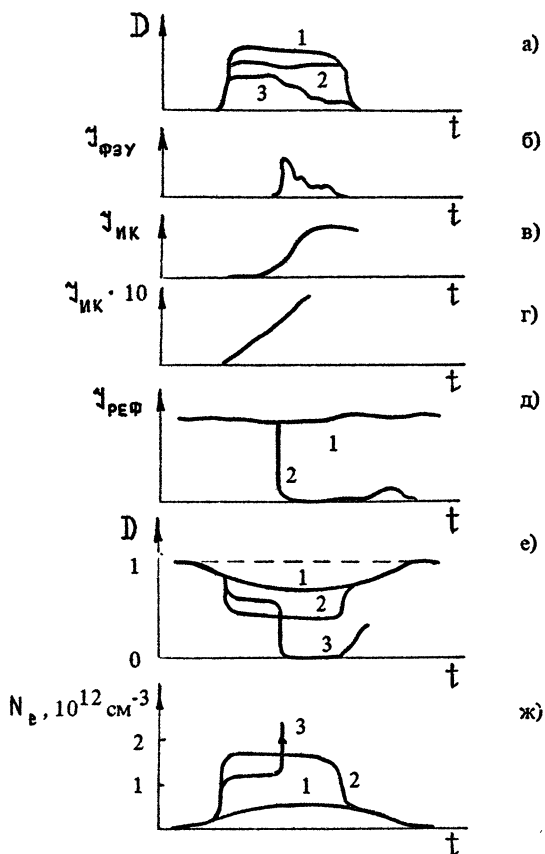
коэффициента прохождения СВЧ-излучения и диагностического сигнала через плазму; по возрастанию интенсивности свечения в видимом и ИК-диапазонах; по появлению рефракции луча лазера, проходящего через плазму, свидетельствующей о сильном нагреве газа и снижении его плотности; по резкому изменению сигнала отраженного СВЧ-излучения.

Характерные осциллограммы сигналов с различных датчиков приведены на рис.3.

При сравнительно малых мощностях СВЧ-излучения ($E < E_{кр}$), когда однородность несамостоятельного разряда не нарушалась в течение всего СВЧ-импульса, также наблюдался рост концентрации электронов (см.рис.3, е,ж). Достигавшиеся в этом случае максимальные значения электронной плотности в воздухе и техническом азоте уменьшались с увеличением напряженности поля в фокальной области СВЧ-пучка (рис.4). Это означает, что наблюдавшийся при включении СВЧ-поля прирост плотности плазмы обусловлен не усилением ионизационных процессов, а эффективным уменьшением скорости потерь электронов (частоты прилипания их к нейтральным молекулам ν_d и коэффициента электрон-ионной рекомбинации). В работе [36] на основании данных о константах двухчастичного и трехчастичного прилипания [37], о зависимости эффективной температуры электронов T_e от параметра η [38] и коэффициентах электрон-ионной α_e и ион-ионной α_i рекомбинации [39] был выполнен соответствующий расчет N_e в несамостоятельном разряде. Результаты этого расчета приведены на рис.4 (расчетные зависимости $N_e(E)$ нормировались на экспериментальные при $E = 0$).

В азоте особой чистоты с результатами эксперимента хорошо согласуется теоретическая кривая, полученная с учетом только рекомбинационных потерь электронов. Для воздуха и технического азота удовлетворительного согласия с экспериментом можно добиться только при учете процессов отлипания. Наилучшее согласие получается, если для воздуха принять частоту отлипания $\nu_d \approx 10^8 \text{с}^{-1}$, а для технического азота - $\nu_d \approx 5 \cdot 10^6 \text{с}^{-1}$ (кривые 2 на рис.4).

Характерная величина константы процесса отлипания электронов от отрицательных ионов при взаимодействии с активными частицами, образующимися в воздухе, не превышает значения $10-10^3 \text{см}^3/\text{с}$ [40]. Поэтому соответствующая приведенным выше значениям частоты отлипания концентрация активных частиц сравнима с полной концентрацией молекул кислорода в использовавшихся газах. Оценки показывают, что за время действия



Р и с. 3. Характерные осциллограммы сигналов с различных датчиков:

- а — осциллограммы прошедшего СВЧ-сигнала:
 - 1 — при неработающем источнике УФ-излучения,
 - 2 — при включенном источнике УФ и $E < E_{кр}$,
 - 3 — при включенном источнике УФ и $E > E_{кр}$;
- б — осциллограмма свечения разряда, $E > E_{кр}$;
- в — сигнал с приемника ИК-излучения, $E > E_{кр}$;
- г — сигнал с приемника ИК-излучения, $E < E_{кр}$;
- д — осциллограмма сигнала рефракционного датчика:
 - 1 — $E < E_{кр}$, 2 — $E > E_{кр}$;
- е — осциллограммы сигналов зондирующего СВЧ-излучения, прошедшего через плазму разряда в воздухе:
 - 1 — $E = 0$, 2 — $E < E_{кр}$, 3 — $E > E_{кр}$;
- ж — временной ход концентрации электронов в несамостоятельном разряде в воздухе: 1 — $E = 0$, 2 — $E < E_{кр}$, 3 — $E > E_{кр}$

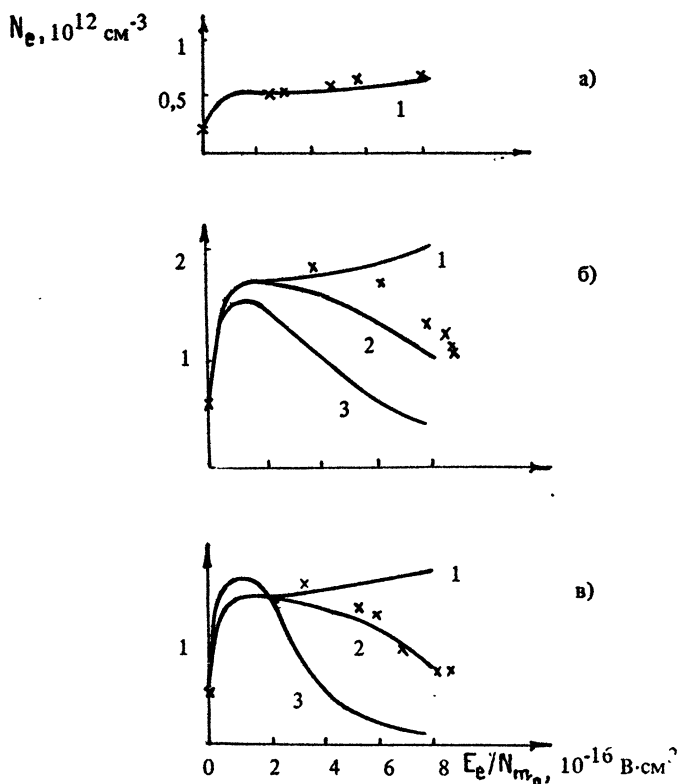


Рис. 4. Зависимости концентрации электронов N_e в несамостоятельном разряде от величины поля в фокусе СВЧ-пучка:
 а — чистый азот, б — технический азот, в — воздух;
 xx — экспериментальные значения, — — — расчет; 1 — $v_d = 0$;
 2 — $v_d \neq 0, v_d \neq 0$; 3 — $v_d \neq 0, v_d = 0$

СВЧ-импульса в разряде не может образоваться такое количество активных частиц за счет столкновений электронов с молекулами. Следовательно, их образование связано с фотовозбуждением и фотодиссоциацией газа УФ-излучением искрового разряда. Основную роль здесь, по-видимому, играют процессы фотодиссоциации кислорода, характеризующиеся большим сечением в широком диапазоне частот.

Важнейшей характеристикой самостоятельного разряда является энерговклад в колебательные степени свободы молекул на стадии устойчивого однородного горения. В условиях экспериментов [12,30] (при $E \sim E_{кр}$) на возбуждение колебательных степеней свободы молекул идет более 70% поглощенной в разряде СВЧ-энергии [38,41]. Об этом возбуждении свидетельст-

увелечивается монотонное увеличение интенсивности ИК-излучения из несамостоятельного разряда (см. рис.3,в,г). Полный удельный энерговклад в газ при $E < E_{кр}$ достигал значений 1 Дж/см³.атм в воздухе и 1,5 Дж/см³.атм в техническом азоте. Ограничение его величины было обусловлено конечной длительностью действия источника УФИ или СВЧ-импульса. Зафиксированное в экспериментах отсутствие заметного снижения величины $E_{кр}$ с ростом концентрации электронов в несамостоятельном разряде (рис.5), т.е. с увеличением удельного энерговклада, позволяет предполагать, что полученные значения удельного энерговклада не являются предельными и могут быть, в принципе, увеличены.

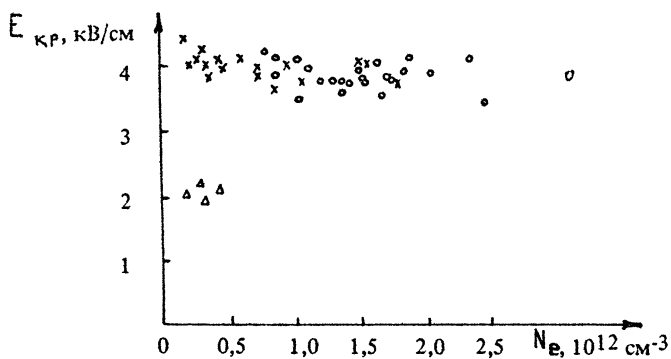


Рис. 5. Зависимость величины критического поля в несамостоятельном разряде от концентрации электронов: x – воздух, o – азот технической чистоты, Δ – азот особой чистоты

Несомненный интерес представляет сопоставление в одних, и тех же условиях несамостоятельного разряда в пучке СВЧ-волн с традиционным электродным разрядом. С этой целью в приосевую область кольцевого источника УФИ вводились плоские электроды и сравнивались характеризующие эффективность энерговклада величины $\psi_{\sim} [E_{кр}^2 \tau_{кр}]$ и $\psi_{\sim} [E_{кр}^2 \tau_{кр}^2]$ ($E_{кр}$ – средняя напряженность статического электрического поля между электродами, определяемая по напряжению на электродах и расстоянию между ними, $\tau_{кр}$ – время однородного горения разряда). Результаты экспериментальных исследований, проиллюстрированные рис.6, где приведено отношение $\psi_{\sim} / \psi_{=}$ для различных давлений азота, свидетельствуют о большей стабильности безэлектродного разряда. Следует отметить, что

в данных экспериментах использовались полированные плоские круглые электроды с закругленными краями. Других специальных мер для уменьшения влияния приэлектродных процессов не предпринималось.

Таким образом, настоящие эксперименты подтверждают предположение [10] о преимуществах накачки газовой среды СВЧ-пучками по сравнению с традиционными методами и указывают на возможность проектирования плазмохимических и лазерных систем с активной газовой средой без использования электродов.

Одним из основных вопросов, представляющих интерес при исследованиях несамостоятельного СВЧ-разряда, является выяснение механизма нарушения однородного устойчивого горения разряда, перехода его в самостоятельную фазу.

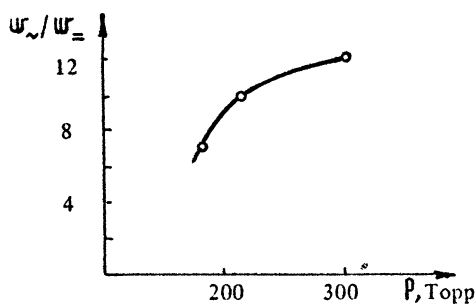


Рис. 6. Сравнение удельных энергозатрат в газовую среду (N_2) при СВЧ-несамостоятельном разряде (ψ_{\sim}) и несамостоятельном разряде в постоянном поле ($\psi_{=}$)

Исследования показали, что величина критического поля $E_{кр}$ в воздухе и техническом азоте соответствует условиям возникновения самостоятельного разряда при наличии большой начальной концентрации электронов ($N_{e0} \approx 10^{11} \div 10^{12} \text{ см}^{-3}$):

$$j_i(E_{кр}) = j_i^{кр} = \frac{1}{\tau_i} \ln(N_{e \text{ кон}} / N_{e0}). \quad (7)$$

Здесь $N_{e0} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $N_{e \text{ кон}} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ - начальная и конечная концентрации электронов в разряде, $\tau_i = 2 \text{ мкс}$ - характерное время развития разряда (см. осциллограммы на рис. 3), прилипание в данных условиях скомпенсировано отлипанием (см. выше), а диффузией при высоких давлениях газа можно пренебречь. Другими словами, при превышении полем критического значения происходит "обычный" пробой газа. О развитии пробоя свидетельствует также и слабая зависимость $E_{кр}$ от начальной концентрации электронов (см. рис. 5). Если бы переход разряда в самостоятельную фазу определялся развитием какой-либо неустойчивости, то величина $E_{кр}$ зависела бы от энергозатлада в газ. В настоящих же экспериментах удельный энергозатлад в газ, пропорциональный концентрации

электронов, изменялся более чем на порядок и достигал величины $1 \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{атм}$, в то время как значение $E_{\text{кр}}$ в пределах ошибок измерений оставалось постоянным.

В чистом азоте величина критического поля почти в два раза меньше, чем в воздухе и техническом азоте (см. рис.5), т.е. переход в самостоятельную фазу разряда происходит в существенно допробойных полях. Причиной образования самостоятельного разряда в этом случае может быть развитие различного рода неустойчивостей, связанных с энерговыделением в газе на начальной однородной устойчивой фазе несамостоятельного разряда. Об этом же свидетельствует и возникновение самоподдерживающегося разряда после выключения источника УФИ, при этом концентрация электронов вначале спадает за счет рекомбинации ($\nu_i < \alpha_e N_e$), а затем резко увеличивается, что может быть связано только с развитием неустойчивостей разряда в допробойном поле. Время однородного горения разряда (т.е. время развития неустойчивости) зависело от начального давления газа, интенсивности СВЧ-излучения и задержки τ_3 между запуском источника УФИ и включением импульса СВЧ-излучения.

На рис.7 приведены результаты измерений времени развития неустойчивости $\tau_{\text{кр}}$ от τ_3 . На этом же рисунке показано изменение концентрации плазмы в несамостоятельном разряде, т.е. можно восстановить зависимость $\tau_{\text{кр}}$ от начальной концентрации плазмы. Как следует из измерений, задержка $\tau_{\text{кр}}$ составляет величину около 10 мкс во время действия

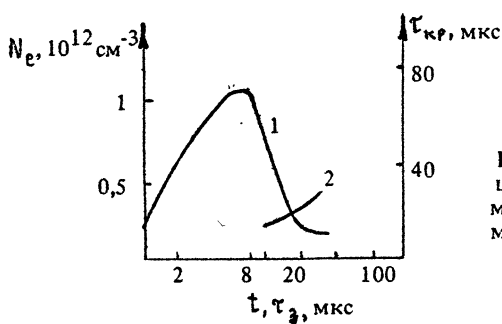


Рис. 7. Изменения во времени концентрации фотоионизационной плазмы N_e (кривая 1) и зависимость времени развития пробоя $\tau_{\text{кр}}$ от момента ввода в камеру СВЧ-излучения (кривая 2)

источника ионизирующего излучения (т.е. при концентрации $N_e = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$). После выключения источника УФ-излучения $\tau_{кр}$ медленно нарастает, тогда как концентрация электронов в области разряда резко падает. При достаточно большой задержке τ_z время развития неустойчивости превосходит длительность СВЧ-импульса. С уменьшением интенсивности излучения S или с ростом давления газа величина $\tau_{кр}$ возрастает.

Обсудим теперь возможные механизмы развития неустойчивостей несамостоятельного СВЧ-разряда.

Прежде всего отметим, что нагрев газа и возбуждение колебательных степеней свободы молекул, по-видимому, не играют заметной роли в развитии неустойчивости. Действительно, в воздухе и техническом азоте при большом энергокладе в газ возбуждение колебательных степеней свободы и нагрев газа не приводят к развитию неустойчивостей ($E_{кр}$ совпадает с пробойным полем), тем более эти процессы не могут обеспечить развитие неустойчивостей при меньших энергокладах в чистом азоте (энергоклад, пропорциональный E^2 , на несамостоятельной фазе разряда в чистом азоте почти в 4 раза меньше, чем в разряде в воздухе и техническом азоте). Это согласуется и с теоретическими представлениями, поскольку время однородного и неоднородного (связанного с развитием ионизационно-перегревной неустойчивости) нагрева существенно превышает длительность используемых в экспериментах СВЧ-импульсов, а изменение функции распределения электронов по энергиям (увеличение числа быстрых электронов) при возбуждении колебательных степеней свободы молекул также не обеспечивает необходимого роста частоты ионизации [42].

Остается предположить, что развитие неустойчивостей в несамостоятельном СВЧ-разряде в чистом азоте обусловлено возбуждением метастабильных электронных уровней, населенность которых даже при меньших энергокладах может быть выше, чем в воздухе и техническом азоте. Это связано с тем, что по мере уменьшения концентрации кислорода и других примесей в разряде падает частота тушащих столкновений и населенность метастабильных электронных состояний может возрастать.

В настоящее время обсуждаются несколько моделей неустойчивостей несамостоятельного разряда, связанных с возбуждением электронных уровней молекул, в которых предполагается что начальная стадия неустойчивости может происходить без заметного изменения состояния разряда и заключается в накоплении метастабильных электронно-возбужденных молекул

и последующим резким увеличением ионизационных процессов, обусловленных ступенчатой или ассоциативной ионизацией [15, 16, 33].

Согласно теоретическим исследованиям тлеющего разряда в азоте [14] ступенчатая ионизация электронным ударом через нижний метастабильный уровень $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ может играть основную роль в развитии неустойчивости. Более 80% энергии, передаваемой в электронные степени свободы, затрачивается на возбуждение именно этого уровня [15, 16]. В работе [12] была предпринята попытка измерить населенность этого уровня высокочувствительным методом внутрирезонаторной лазерной спектроскопии [43, 44] по поглощению в первой положительной системе азота. Метод отработывался при исследовании населенности $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ в тлеющем разряде низкого давления [45]. В этом эксперименте были зарегистрированы линии поглощения, соответствующие переходам с первых семи колебательных уровней состояния $N_2(A^3\Sigma_u^+)$. Измеренные абсолютные значения населенности $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ на различных колебательных уровнях согласуются с результатами, полученными традиционными абсорбционными методами в работе [46].

Однако в несамостоятельном СВЧ-разряде в диапазоне длин волн, соответствующих (5,1), (6,2), (7,3), (8,4), (9,5) полосам первой положительной системы N_2 , линии поглощения не были обнаружены, т.е. полная концентрация молекул $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ меньше пороговой чувствительности метода, которая в условиях экспериментов составляла 10^{14} см^{-3} . Эта величина более чем на порядок меньше той, которую можно было бы ожидать в соответствии с расчетами [14]. Частота ступенчатой ионизации через состояние $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ при этом оказывается существенно меньше частоты ионизации УФ-излучением и не может обеспечить наблюдаемый рост электронной концентрации. Следовательно, можно предположить, что неустойчивость несамостоятельного СВЧ-разряда связана с возбуждением более высоких метастабильных уровней молекул азота. По-видимому, определяющую роль играет предложенный в работе [33] механизм, связанный с ассоциативной ионизацией при столкновениях метастабильных электронно-возбужденных молекул между собой. Как показано в работах [33, 47], наиболее вероятной является реакция с участием молекул, находящихся на уровне $N_2(a^1\Sigma_u^-)$. Большая величина константы скорости, возбужденная электронным ударом этого состояния ($k_{ea} \approx 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$ [16]), должна привести к быстрому накоплению метастабильных молекул в разряде. Оценки [47] показывают, что в условиях экспе-

риментов уже через 10 мкс после включения СВЧ-поля концентрация метастабилей достаточно велика ($N_2(p'1 \Sigma_u^-) \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) и может обеспечить заметный рост частоты ионизации (оценки проводились без учета тушащих столкновений, которые могут существенно уменьшить населенность этого уровня). По мере роста концентрации электронов все большую роль начинают играть процессы ионизационно-перегревного характера и в конечном итоге именно они определяют структуру разряда на конечной (самостоятельной) стадии развития разряда.

Модель развития разряда, основанная на ассоциативно-ионизационных явлениях, может, по-видимому, объяснить наблюдающуюся в экспериментах слабую зависимость времени развития неустойчивости от начальной концентрации электронов (см. рис.5), а также аномально медленный распад плазмы после прекращения действия кольцевого источника УФ [48].

2.3. Исследования самоподдерживающегося разряда в молекулярных газах при не слишком большом уровне интенсивности СВЧ-излучения описаны в работах [13,21,25]. Эксперименты проводились на установке, являющейся прототипом модуля, используемого для электронно-циклотронного нагрева плазмы в токамаках. Основой установки служил генератор излучения миллиметрового диапазона длин волн — гиротрон, работавший в импульсном режиме. Длина волны излучения $\lambda = 3,5 \text{ мм}$, длительность СВЧ-импульса изменялась от 1 до 20 мс. Интенсивность в пучке контролировалась калориметром. Радиальное распределение плотности потока энергии СВЧ-излучения $S_{\text{ч}}$ в фокальной плоскости, полученное с помощью сменных диафрагм различного диаметра, ставящихся перед калориметром, представлено на рис.8. Максимальная плотность потока энергии на оси пучка составляла 20 кВт/см^2 . Эксперименты проводились в воздухе при атмосферном давлении.

Исследования показали, что оторвавшийся от области инициации разряд представлял собой яркосветящийся слой плазмы толщиной от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров с поперечными размерами, близкими к поперечным размерам пучка. Слой двигался навстречу СВЧ-излучению. Фотографии разряда за время импульса при различных мощностях СВЧ-излучения приведены на рис.9. Динамика разряда показана на рис.10, где представлена серия оптических разверток разряда, снятых с помощью фотохронографа ФЭР-7 при расположении входной щели прибора вдоль оси СВЧ-пучка.

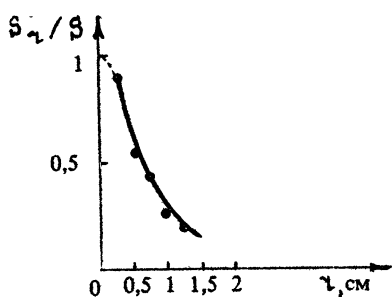


Рис. 8. Радиальное распределение плотности потока СВЧ-энергии в фокальной плоскости

Полученные фотохронограммы разряда позволяют измерить скорость движения переднего фронта разряда навстречу СВЧ-излучению. Для увеличения точности и надежности эти измерения дублировались измерениями с помощью скоростной кинокамеры СКР, измерениями скорости по задержке возникновения сигналов с электрических зондов, расположенных на оси разряда в различных сечениях пучка, и по задержке возникновения свечения разряда в различных областях про-

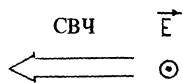
странства, регистрируемой коллимированными ФЭУ. Измеренные различными способами значения скорости совпадают. Зависимость скорости распространения разряда u от плотности потока энергии СВЧ-излучения S приведены на рис.11. Из рисунка видно, что с ростом интенсивности СВЧ-излучения скорость распространения разряда монотонно возрастает, однако характер зависимости $u(S)$ с увеличением мощности меняется. В области значений S , меньших некоторой величины S^* ($0,6 \text{ кВт/см}^2 < S < S^* \approx 3 \text{ кВт/см}^2$), зависимость скорости от мощности близка к линейной:

$$u \text{ (см/с)} \approx (350 \pm 30) S \text{ (кВт/см}^2\text{)}. \quad (8)$$

При $S > S^*$ скорость распространения разряда можно считать пропорциональной квадрату интенсивности излучения $u \sim S^2$.

Можно предполагать, что в слабых полях (при $S < S^*$), напряженность которых более чем в 30 раз меньше необходимой для пробоя "холодного" газа, реализуется хорошо известный [9] квазиравновесный СВЧ-разряд. Температура электронов в таком разряде не существенно отличается от температур нейтральных молекул, поэтому его развитие связано с сильным нагревом газа за счет поглощения СВЧ-излучения в плазме до температур, обеспечивающих эффективную термоионизацию. Степень ионизации газа в квазиравновесном разряде полностью определяется его температурой T_m и достигает заметной величины, достаточной для эффективного поглощения СВЧ-излучения, только при $T_m \approx 4500^\circ\text{K}$ [9].

О характере ионизации в условиях конкретного эксперимента можно судить по характерным временам уменьшения плотности заряженных частиц и спада интенсивности свечения



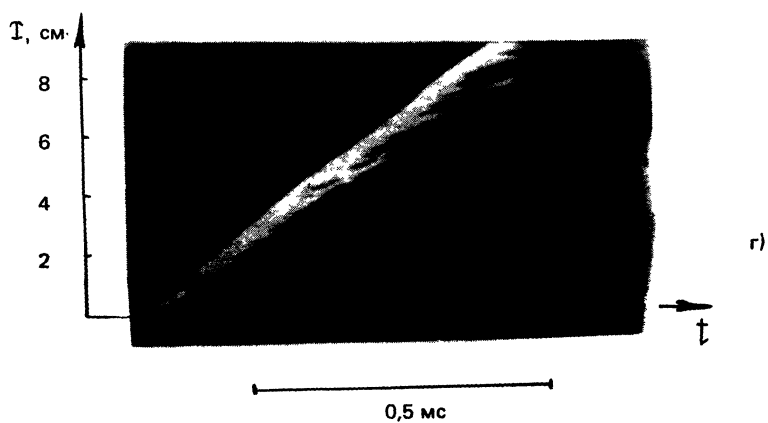
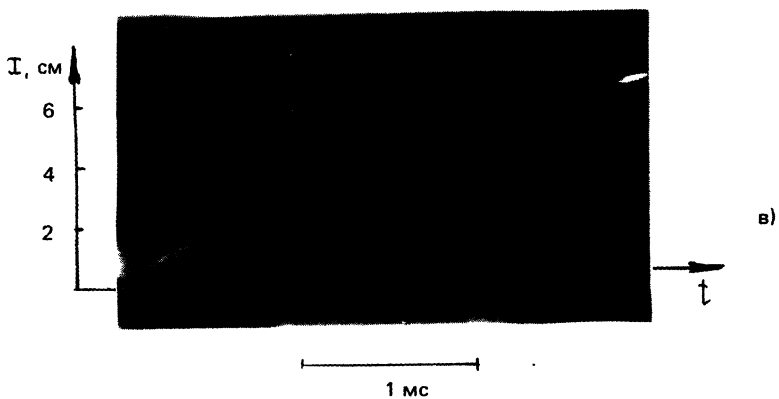
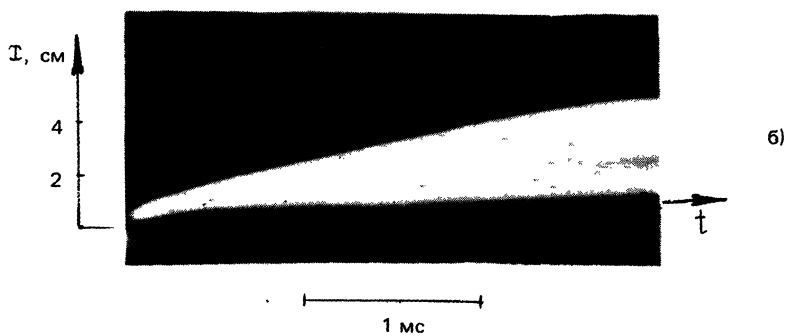
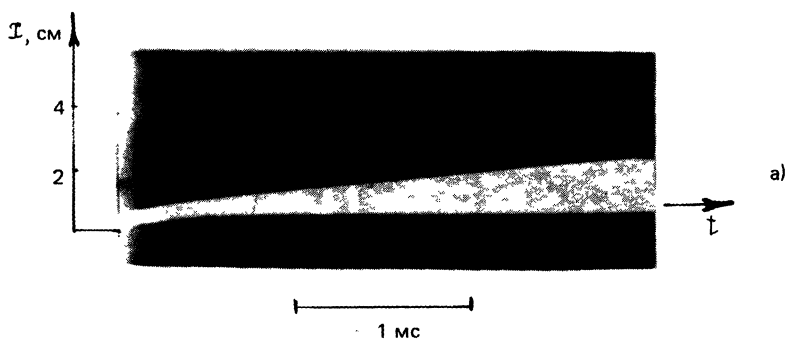
1 см

а)

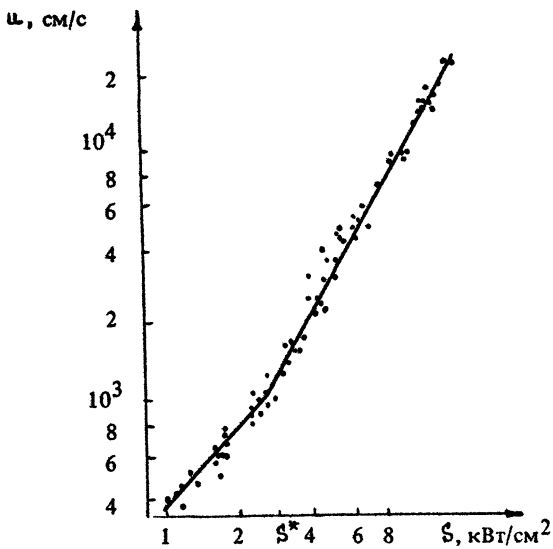


б)

Р и с. 9. Фотографии разряда при различных мощностях СВЧ-излучения



Р и с. 10. Оптические развертки разряда при различных плотностях потока СВЧ-энергии \mathcal{E} :
 $a - 1,5 \text{ кВт/см}^2$; $b - 3 \text{ кВт/см}^2$; $в - 4 \text{ кВт/см}^2$;
 $г - 20 \text{ кВт/см}^2$



Р и с. 11. Зависимость скорости распространения разряда от плотности потока СВЧ-энергии

плазмы после окончания действия электрического поля. Эти величины измерялись двойным электрическим зондом и коллимированным ФЭУ. Анализ осциллограмм тока с двойного зонда показывает, что основной рост концентрации электронов происходит в области, толщиной меньше миллиметра. В этой области, которую естественно связать с передним фронтом равновесного разряда, электронная плотность возрастает до значений $N_e \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$. После достижения максимальной плотности в данной области пространства начинается распад плазмы, характерное время которого порядка 1 мс. Примерно с таким же характерным временем уменьшается и интенсивность свечения в плазменном слое, толщина которого примерно 1 см. Измеренные значения времени релаксации плотности плазмы и интенсивности ее свечения отвечают, по оценкам, времени теплопроводностного остывания воздуха атмосферного давления в области с характерным размером 1 см от 5000 К до 4500 К (этот перепад температур соответствует снижению N_e в три раза), что является

косвенным подтверждением равновесного характера ионизации в разряде при $S < S^*$.

Распространение равновесного СВЧ-разряда в условиях проведенных экспериментов существенным образом связано с нагревом газа. В этом случае определяющую роль в распространении разряда играет движение расширяющегося при нагреве газа [9,49], а стационарность движения обусловлена последовательным нагревом все новых и новых порций окружающего холодного газа. Движение расширяющегося газа определяется в основном интенсивностью и пространственным распределением энерговыделения в нем. Поэтому в условиях СВЧ-разряда, когда возможно сильное отражение падающей электромагнитной волны от образующейся плазмы, энерговыделение, а следовательно и скорость распространения фронта разряда, зависит главным образом от степени согласования плазмы разряда с СВЧ-излучением. Согласно таким представлениям измеренная в экспериментах величина скорости распространения разряда u (см/с) $\approx (350 \pm 30) S$ (кВт/см²) соответствует поглощению в разряде не менее 20% падающего потока СВЧ-энергии. В то же время в рамках рассматривавшихся ранее моделей распространения равновесного разряда типа медленного горения с теплопроводностным прогревом окружающего разряд холодного газа было установлено [50,51] существенное снижение коэффициента поглощения K падающей электромагнитной волны в плазме разряда с ростом мощности СВЧ-излучения ($K \sim S^{1/2}$) (Этот эффект обусловлен в основном быстрым ростом плотности плазмы с ростом температуры). Согласно этим моделям при больших плотностях потока СВЧ-излучения (при $S \sim S^*$) коэффициент поглощения энергии в равновесном разряде не превышает десяти процентов, что противоречит оценкам коэффициента поглощения на основании измеренной скорости распространения разряда. Кроме того, установленная в экспериментах прямо пропорциональная зависимость скорости распространения разряда от интенсивности излучения ($u \sim S$) (см.рис.1.1) свидетельствует о неизменном коэффициенте поглощения СВЧ-излучения в равновесном разряде, что также противоречит выводам теплопроводностной модели распространения разряда.

Основное несоответствие этих моделей и данных экспериментов заключается в качественном различии предписываемых теорией и измеренных пространственных распределений плотно-

* Как мы увидим далее, в условиях неравновесного разряда (при $S > S^*$) время релаксации плазмы существенно меньше 1 мс.

сти плазмы на фронте разряда. Согласно моделям распространения разряда типа медленного горения масштаб нарастания плотности плазмы на фронте разряда, определяемый теплопроводностью, должен составлять 0,1–0,03 мм, в то время как в экспериментах перед фронтом равновесного разряда наблюдается протяженный плазменный ореол с характерным масштабом не менее 1 мм. В таком ореоле может поглощаться заметная доля падающей СВЧ-энергии, т.е. плазменный ореол определяет степень согласования СВЧ-излучения с разрядом и, следовательно, определяет всю динамику разряда.

Из сказанного следует, что важную роль в этих исследованиях играют данные о распределении плотности плазмы вдоль направления распространения разряда (вдоль оси пучка), поэтому остановимся подробнее на методике подобных измерений. Распределение плотности плазмы в разряде исследовалось двойными электрическими зондами. Зонды располагались так, чтобы минимально возмущать электрическое поле волны: две проволоки диаметром примерно 0,2 мм располагались поперек пучка на расстоянии 2 мм друг от друга в плоскости, параллельной направлению электрического поля волны. При высоких давлениях количественная интерпретация зондовых измерений затруднена, однако можно полагать, что ток на зонд пропорционален плотности плазмы [52,53]. Абсолютное значение концентрации электронов, усредненное по поперечному сечению разряда, оценивалось по величине коэффициента прохождения слабого зондирующего сигнала (на частоте 10 ГГц), распространяющегося по направляющей системе – двухпроводной линии, в качестве которой использовались проводники двойного зонда. Пространственное разрешение относительных измерений плотности плазмы вдоль оси пучка составляло величину порядка диаметра зондов ($\approx 0,2$ мм) и существенно превышало разрешение при абсолютных измерениях, определяемое фактически поперечными размерами направляющей системы (≈ 2 мм). Серия осциллограмм сигналов двухпроводной линии и двойного зонда при различных усилениях приведена на рис.12. Резкое возрастание зондового тока (на рисунке этот момент отмечен пунктирной линией) связано с моментом прихода на зонд основного равновесного разряда (осциллограммы б,в); сигнал с зонда в предшествующий период времени, заметный только при значительно большем усилении (осциллограмма б), обусловлен наличием плазменного ореола. Сопоставление сигналов с зондов и двухпроводной линии (осциллограмма а) позволяет оценить абсолютное значение концентрации электронов в ореоле. В эксперименте при атмо-

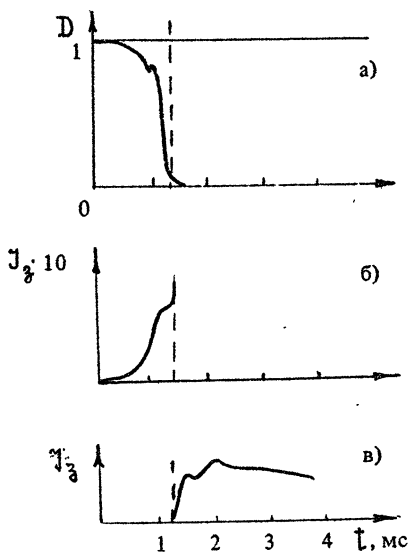


Рис. 12. Осциллограммы сигнала двухпроводной линии D и зондового тока J_z (снятые при различных усилениях осциллографа) для равновесного разряда

ферном давлении в воздухе концентрация электронов в плазменном ореоле равновесного разряда достигает величины порядка 10^{12} см^{-3} на расстоянии $0,3 \text{ см}$ от основного разряда. В таком ореоле поглощается до 20% падающей СВЧ-энергии, что неплохо согласуется с оценками коэффициента поглощения, выполненными на основании измерений скорости распространения разряда.

Таким образом, эксперименты показали, что распространение равновесного разряда при больших интенсивностях СВЧ-излучения не описывается в рамках известных моделей. Обнаружение протяженного плазменного ореола с высокой концентрацией электронов, в котором может поглощаться заметная доля падающей СВЧ-энергии

(до 20%), свидетельствует, на наш взгляд, о существовании нового механизма распространения разряда, не связанного с теплопередачей и не имеющего аналогии с горением. Главную роль в этом механизме играет нагрев газа перед фронтом разряда до температур, обеспечивающих эффективную термоионизацию за счет поглощения энергии СВЧ-излучения в плазменном ореоле, а не теплопроводный вынос энергии из основного разряда, как это предполагалось в режиме медленного горения

Ионизация газа перед фронтом равновесного разряда (образование плазменного ореола) в условиях экспериментов — осуществляется, по-видимому, ультрафиолетовым излучением из разряда*. Подробные исследования механизмов образования протяженного плотного плазменного ореола описаны в работах [54, 55].

* Заметим, что определяющая роль УФИ в нагреве газа в этом случае не имеет ничего общего с механизмом лучистой теплопроводности [9], поскольку энергия, непосредственно выносимая УФИ из нагретой области равновесного разряда, не играет существенной роли в энергетическом балансе.

Отмечавшееся выше качественное изменение характера зависимости $\alpha(S)$ при $S \sim S^*$ можно, вообще говоря, связать с изменением характера ионизации в разряде, которое должно иметь место при увеличении мощности СВЧ-излучения. Действительно, пока амплитуда падающей электромагнитной волны E_0 меньше минимального значения пробойного поля $E_{пр}^{min}$, достигающегося в процессе нагрева газа до температуры, обеспечивающей достаточно эффективную термоионизацию, ионизация в разряде может иметь только квазиравновесный характер. Именно такой разряд реализуется при $S < S^*$. Если же с повышением СВЧ-мощности амплитуда падающей волны превзойдет минимальную величину пробойного поля, то ионизация (пробой) газа должна происходить при нагреве последнего до меньших температур, недостаточных для заметной термоионизации, и разряд будет иметь неравновесный характер. Распределение плазмы в этом случае будет зависеть не только от температуры газа, но и непосредственно от величины напряженности электрического поля*.

В неравновесном разряде распад плазмы и уменьшение интенсивности свечения газа после окончания действия электромагнитного поля определяются остыванием электронов и последующими электрон-ионной рекомбинацией и высвечиванием возбужденных частиц. Эти процессы в условиях экспериментов [13, 21, 25] являются существенно более быстрыми, чем теплопроводностное остывание газа. Поэтому изменение характера ионизации газа в разряде должно сопровождаться существенным (более, чем на два порядка) изменением времени релаксации плотности плазмы и ее свечения. Такой вывод подтверждается результатами экспериментальных исследований (рис. 13), показавшими, что характерные времена распада плотности плазмы τ_p и снижения интенсивности ее свечения τ_s с ростом интенсивности СВЧ-излучения резко сокращаются (от 1 мс до нескольких десятков микросекунд) при том же значении $S \approx S^*$, при котором меняется характер зависимости $\alpha(S)$.

Прямым доказательством смены характера ионизации (и подтверждением надежности методики ее определения по изменению времени релаксации) служило измерение температуры газа по спектру его излучения. Спектр разряда в диапазоне 220-650 нм регистрировался спектрографом СТЭ-1. Темпера-

* В предельном случае больших интенсивностей падающей электромагнитной волны, когда амплитуда электрического поля больше пробойного уровня для невозмущенного (холодного) газа, развитие разряда имеет характер волны пробоя. Газ в этом случае практически не греется (см. работу [56] и цитированную там литературу).

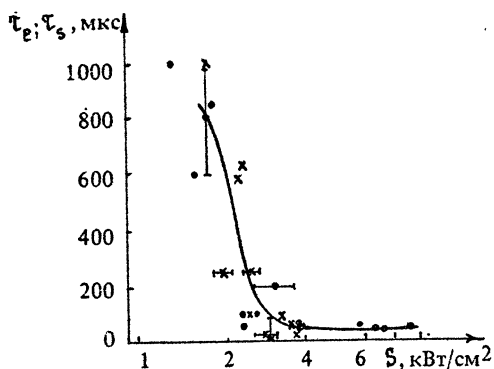


Рис. 13. Зависимость времени спада в 2 раза светимости (x) и концентрации плазмы (••) от плотности потока СВЧ-энергии

1800 K, что позволяет сделать однозначный вывод о неравновесном характере разряда, поскольку равновесная концентрация электронов, соответствующая измеренной температуре ($N_e \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$), не может обеспечить условия поддержания разряда — нагрева газа в СВЧ-поле. Спектр разряда при $S < S^*$ имел значительные отличия, свидетельствующие о существенно более высокой температуре газа ($T_m \approx 4000 \text{ K}$). Однако вследствие переналожения линий точность определения температуры была невелика.

Следует отметить, что мелкомасштабная структура разряда, наблюдавшаяся только при больших мощностях СВЧ-излучения (см. рис. 9,б), связана, по-видимому, с развитием ионизационно-перегревной неустойчивости, характерной для неравновесного разряда [57,58], и может быть использована как еще одно подтверждение качественных изменений в развитии разряда при $S \sim S^*$.

Переход от равновесного разряда к неравновесному обусловлен, как уже отмечалось выше, тем, что с ростом интенсивности СВЧ-излучения амплитуда поля в падающей электромагнитной волне E_0 начинает превышать минимальный пробойный уровень "горячего" газа E_{pp}^{min} . В воздухе атмосферного давления при длине волны СВЧ-излучения 3,5 мм минимальному уровню пробойного поля соответствует температура газа $T_m \approx 3000 \text{ K}$. Именно при такой температуре (в условиях изобарического нагрева) плотность газа снижается настолько, что ча-

тура нейтрального газа оценивалась по относительной интенсивности излучения неразрешенной вращательной структуры (0,0), (0,2) полос второй положительной системы азота. Спектральные измерения в условиях наших экспериментов требовали большого времени накопления и были проведены лишь при двух значениях мощности СВЧ-излучения: выше и ниже критической S^* . При плотностях потока энергии СВЧ-излучения $S \approx 10 \text{ кВт/см}^2 > S^*$ температура газа составляла 1500-

стота столкновений электронов \rightarrow становится порядка частоты поля ω . Следует, однако, заметить, что при снижении плотности воздуха без его нагрева минимальный уровень пробойного поля [13] примерно втрое выше, чем амплитуда поля в падающей волне, соответствующая критическому значению плотности потока энергии S^* . Это означает, что при нагреве воздуха до температуры 3000 К без изменения его плотности пробойное поле уменьшается в 3 раза. Эти данные согласуются с результатами проведенных ранее исследований развития пробоя в воздухе, нагретом в ударных трубах [59], показавших, что частота ионизации увеличивается в 50 раз при нагреве газа до 3000 К. Механизм столь сильного уменьшения пробойного поля в нагретом газе до конца не ясен и требует дополнительных исследований, учитывающих сильное возбуждение газа и изменение химического состава воздуха.

Распространение неравновесного разряда (так же как и равновесного) навстречу СВЧ-излучению имеет непрерывный характер. Однако неравновесный разряд представляет собой резко неоднородный слой плазмы, состоящий из отдельных плазмондов, которые при своем непрерывном распространении навстречу излучению дают характерные следы (линии) на оптических развертках (см. рис.10). Замедление скорости движения некоторых плазмондов связано, по-видимому, с их смещением на периферию пучка в область слабых полей.

Перейдем теперь к обсуждению механизмов распространения навстречу излучению неравновесного разряда. Прежде всего отметим, что и в неравновесном разряде амплитуда падающей электромагнитной волны была много меньше величины пробойного поля для невозмущенного газа, поэтому распространение разряда по-прежнему определяется динамикой расширения нагретого газа, т.е. скорость распространения неравновесного разряда определяется степенью согласования СВЧ-излучения с плазмой.

В принципе возможна модель распространения неравновесного разряда, стационарность движения в которой обеспечивается теплопроводностным прогревом окружающего разряд газа. Оценить коэффициент поглощения СВЧ-излучения K в неравновесном разряде при теплопроводностном режиме его распространения можно на основании следующих соображений. С одной стороны, поглощаемая в разряде энергия выносится вследствие теплопроводности, т.е.

$$KS \sim \alpha T_m / \Lambda_T, \quad (9)$$

где α - коэффициент теплопроводности газа; Λ_T - характерный масштаб изменения температуры газа, в силу резкой зависимости плотности плазмы от температуры газа равный фактически толщине скин-слоя в плазме δ ; T_m - характерная температура газа, определяемая, в случае неравновесного разряда, условием пробоя на переднем фронте ионизации

$$E_{пр}(T_m) = E, \quad (10)$$

здесь E - амплитуда электрического поля на переднем фронте разряда. В условиях неравновесного разряда T_m убывает с ростом интенсивности СВЧ-излучения, так как $E_{пр}(T_m)$ - монотоннопадающая функция. С другой стороны, коэффициент поглощения в плотной плазме пропорционален толщине скин-слоя

$$K \sim \delta. \quad (11)$$

Исключая из выражений (9) и (11) величину δ , получаем

$$K \sim (\alpha T_m / S)^{1/2}. \quad (12)$$

Таким образом, скорость движения расширяющегося газа, а следовательно и скорость распространения разряда u , определяемые энерговыведением в газе, возрастали бы в этом случае с ростом мощности СВЧ-излучения довольно медленно:

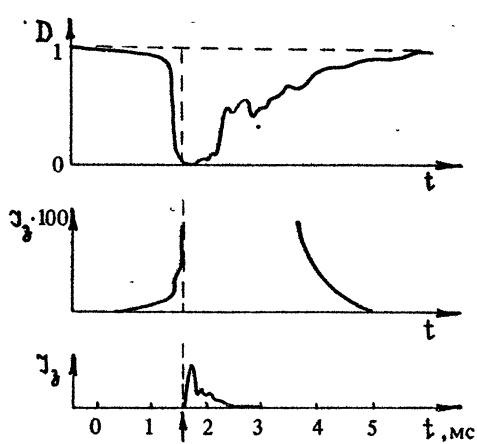
$$u \sim (\alpha T_m S)^{1/2}. \quad (13)$$

Такой медленный рост скорости движения фронта ионизации противоречит полученным экспериментальным результатам $u \sim S^2$ (см. рис.11). Лучшее согласование можно по-прежнему связать с наличием перед фронтом неравновесного разряда протяженного плазменного ореола. О наличии и параметрах ореола можно судить по осциллограммам сигналов с двухпроводной линии и двойного зонда (рис.14). Резкое возрастание зондового тока по-прежнему связано с приходом на зонд основного разряда, а сигнал в предшествующий период времени - с наличием плазменного ореола. Однако концентрация электронов в плазменном ореоле неравновесного разряда несколько больше, максимальное ее значение достигает величины порядка 10^{13} см^{-3} . Временная задержка между экранировкой диагностического сигнала и приходом основного разряда зависит от мощности СВЧ-излучения. Используя измеренные значения временных задержек и скорости распространения разряда, можно, в принципе, определить зависимость N_e от S . Однако точность подобных оценок невелика; можно лишь утверждать, что при $S > S^*$ плотность плазменного ореола возрастает с увеличением мощности СВЧ-излучения. Отметим, что в наблюдав-

шемся плазменном ореоле (при $S = 10 \text{ кВт/см}^2$ концентрация электронов в ореоле на расстоянии 0,3 см от переднего фронта основного разряда достигала величины порядка 10^{12} см^{-3}) может поглощаться до 30% мощности падающего СВЧ-излучения. Следовательно, плазменный ореол играет важную роль в динамике не только равновесного, но и неравновесного разрядов.

Для описания фотоионизационного режима распространения неравновесного разряда может быть использована модель, аналогичная предложенной ранее [21] при исследованиях квазиравновесного разряда. Основное отличие неравновесного разряда от равновесного в рамках этой модели заключается в том, что плотность плазмы и интенсивность ионизирующего ультрафиолетового излучения зависят не только от температуры газа, но и непосредственно от напряженности электрического поля. Поэтому основные параметры неравновесного разряда, в частности интенсивность ультрафиолетового излучения, могут зависеть от амплитуды падающей электромагнитной волны, а постоянство отношения u/S (характерное для квазиравновесного разряда) может не иметь места. Наблюдавшийся в экспериментах при $S > S^*$ быстрый рост скорости распространения разряда ($u \sim S^2$) явно указывает на увеличение с ростом мощности коэффициента поглощения падающей волны в плазме, связанное, по-видимому, с возрастанием концентрации электронов в плазменном ореоле.

2.4. С ростом интенсивности СВЧ-излучения, начиная с некоторого его уровня, зависящего от сорта и давления газа, наблюдается нарушение непрерывного движения фронта ионизации. Распространение разряда становится скачкообразным, т.е. на некотором расстоянии перед его фронтом происходит последовательное рождение все новых и новых плазмоидов [7,60,61]. Скачки фронта ионизации показаны на рис.15, где представлены характерные фотохронограммы разряда, соответствующие расположе-

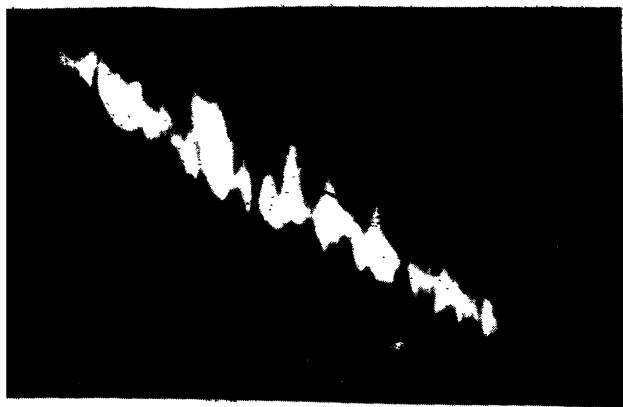
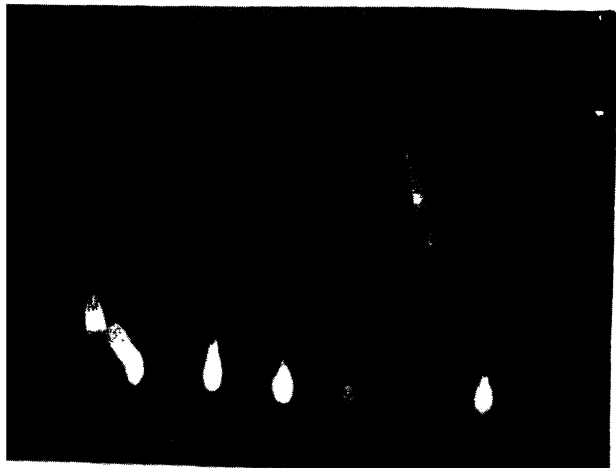


Р и с. 14. Осциллограммы сигнала двухпроводной линии D и зондового тока J_z (сняты при различных усилениях осциллографа) для неравновесного разряда

нию входной щели фотохронографа вдоль оси СВЧ-пучка, при различных давлениях воздуха, длинах волн и интенсивностях СВЧ-излучения. Скорость скачкообразного распространения разряда (усредненная по скачкам) u остается постоянной в течение СВЧ-импульса и превышает скорость звука в холодном газе. Структура разряда на этой стадии характеризуется ярко выраженной неоднородностью плазмы — наличием большого числа ярко светящихся плазменных образований (плазмоидов) в виде "каналов" или "нитей" с поперечными размерами 0,1-1 мм, вытянутых в основном вдоль направления электрического поля падающей волны. Расстояние между плазмоидами в зависимости от условий эксперимента меняется от 1 до 6 мм. Заметим, что большие скорости распространения и существенно неоднородная структура разряда наблюдались во всех исследуемых газах (атомарных и молекулярных) при высоких, вплоть до атмосферного, давлениях. Для примера на рис.16 представлены фотографии такого разряда в азоте и углекислом газе.

Динамика и структура скачкообразно движущегося разряда зависят от длины волны СВЧ-излучения, точнее от соотношения между длиной волны λ и характерным размером ℓ плазменного ореола. На основании анализа фотохронограмм, аналогичных представленным на рис.15, можно выделить два характерных типа скачков фронта ионизации. При относительно низких давлениях газа или достаточно малой длине волны, когда протяженность плазменного ореола превышает $\ell > \lambda/4$, характерный масштаб скачка близок к $\lambda/4$ (такие скачки в миллиметровом диапазоне СВЧ наблюдались при давлениях воздуха от 100 Торр до атмосферного, а в сантиметровом — при $p \leq 200$ Торр). Второй тип скачков, реализующихся при $\ell < \lambda/4$, наблюдался только в сантиметровом диапазоне длин волн при высоких ($p > 200$ Торр) давлениях. Характерная длина скачка L в этом случае составляла 1,5 мм и практически не зависела ни от мощности СВЧ-излучения, ни от давления газа. Заметим, что изменение масштаба скачков фронта ионизации, т.е. смена одного их типа другим, с повышением давления газа происходит неожиданно резко (рис.17) [7].

На фотохронограммах, отвечающих случаям реализации скачков фронта ионизации первого типа, заметно движение отдельных плазмоидов с дозвуковыми скоростями, плазмоиды же, образующиеся при скачках второго типа, практически неподвижны. Об этом же свидетельствуют и интегральные фотографии, на которых мелкомасштабная структура плазмы проявляется особенно четко в случае разряда высокого давления в сантиметровом

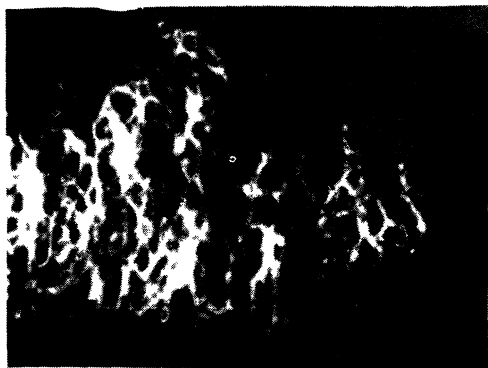


а)

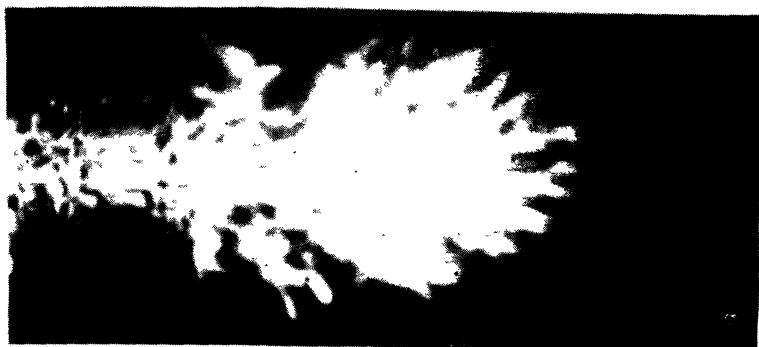
б)

в)

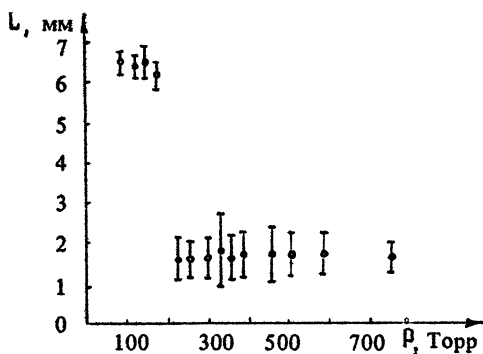
Р и с. 15. Оптические развертки скачкообразнодвигающегося разряда при использовании излучения сантиметрового (а, б) и миллиметрового (в) диапазона длин волн: а — $\bar{S} = 40 \text{ кВт/см}^2$, $\rho = 120 \text{ Торр}$; б — $\bar{S} = 40 \text{ кВт/см}^2$, $\rho = 300 \text{ Торр}$; в — $\bar{S} = 30 \text{ кВт/см}^2$, $\rho = 300 \text{ Торр}$



a)



Р и с. 16. Интегральные фотографии разряда, поддерживаемого излучением сантиметрового (*a, б*) и миллиметрового (*в*) диапазона длин волн: *a* – азот, $\mathcal{S} = 40 \text{ кВт/см}^2$, $p = 90 \text{ Торр}$; *б* – то же, $p = 400 \text{ Торр}$; *в* – CO_2 , $\mathcal{S} = 100 \text{ кВт/см}^2$, $p = 500 \text{ Торр}$



Р и с. 17. Зависимость длины скачков L разряда вдоль оси от давления газа в камере

диапазоне длин волн (см. рис. 16). В этом случае поперечные размеры ярко светящихся "нитей" особенно малы и составляют 0,1–0,3 мм (поперечные размеры плазмоидов для разряда в миллиметровом диапазоне длин волн СВЧ-излучения составляют 1 мм). Кажущаяся хаотичность расположения "нитей" на интегральной фотографии определяется наложением большого числа их вдоль луча зрения. На фотохронограммах, позволяющих выделить плазмоиды, образующиеся в приосевой области СВЧ-пучка, на фоне периферийных, возникающих позднее, такой хаотичности не наблюдается (см. рис. 15). Интересно отметить, что в циркулярно поляризованных электромагнитных волнах структура разряда и основные его параметры почти такие же [27], как и в плоскополяризованных, пропадает только выделенное направление "нитей", ориентация которых становится произвольной в плоскости вращения вектора напряженности электрического поля.

Качественные различия динамики разряда в условиях реализации скачков того или иного типа становятся особенно заметны при анализе результатов измерения скорости распространения фронта ионизации. С переходом от непрерывного движения (когда $u \sim S^2$) к скачкообразному росту скорости с увеличением интенсивности СВЧ-излучения замедляется, но это замедление различно для скачков разных типов. В случае реализации скачков первого типа ($L \approx \lambda/4$) зависимость $u(S)$ близка к $u \sim \sqrt{S}$, а в случае скачков второго типа ($L < \lambda/4$) — $u(S)$ близка к линейной: $u \sim S$ (рис. 18). При этом скорость движения фронта ионизации в сантиметровом диапазоне заметно выше, чем в миллиметровом диапазоне. Для скачков разных типов различаются также и зависимости скорости фронта ионизации от давления p . Усредненная по скачкам скорость рас-

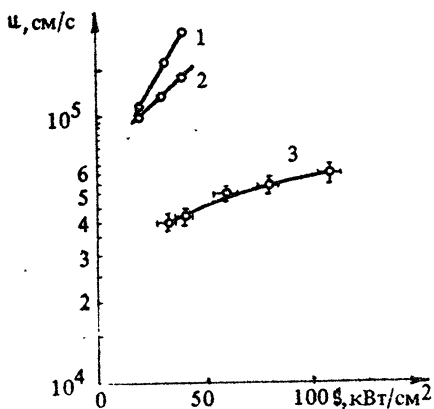


Рис. 18. Зависимость усредненной по скачкам скорости движения разряда от плотности потока СВЧ-энергии: 1, 2 – для сантиметрового диапазона длин волн (1 – $p = 300$ Торр, 2 – $p = 760$ Торр), 3 – для миллиметрового диапазона длин волн ($p = 760$ Торр)

пространения разряда в условиях, когда реализуются скачки первого типа ($L \approx \lambda/4$), довольно быстро убывает с ростом давления газа (зависимость $u(p)$ близка к $u \sim \sqrt{p}$, что соответствует примерно постоянному удельному энерговыделению в газ). А при высоких давлениях в сантиметровом диапазоне СВЧ-излучения, когда реализуются скачки второго типа с $L < \lambda/4$ зависимость $u(p)$ становится существенно более слабой (рис.18)

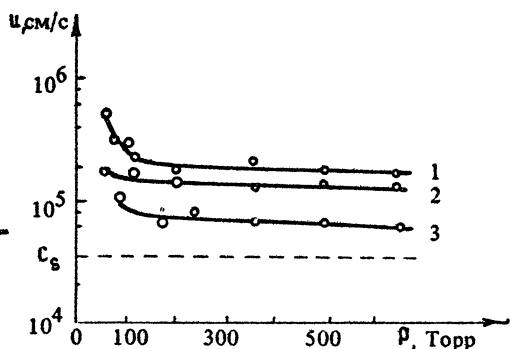
Весьма важными представляются результаты экспериментальных исследований нагрева и возбуждения газа в скачкообразно движущемся разряде, выполненных в работах [7,26,61,62]. Важность этих исследований обусловлена определяющей ролью нагрева газа в развитии такого разряда, наблюдавшегося при больших, но еще недостаточных для пробоя холодного газа интенсивностях СВЧ-излучения. В частности, в работах [60,61] само формирование скачков фронта

ионизации связывается с неоднородным нагревом газа в плазменном ореоле и его последующим расширением. В рамках развитых там представлений удастся непротиворечивым образом объяснить существование двух типов скачков. Действительно, плотность плазмы и ее проводимость ϵ в ореоле убывают по мере удаления от границы разряда, а распределение амплитуды электрического поля характеризуется последовательностью максимумов, обусловленных интерференцией падающей и отраженной от разряда электромагнитных волн. Ближайший из этих максимумов удален от разряда на расстояние близкое к четверти длины волны. На такое же расстояние, в случае относительно протяженного плазменного ореола ($l > \lambda/4$), удален максимум энерговыделения в нем ($q = \epsilon E^2$). В области этого максимума в результате локального нагрева возможно

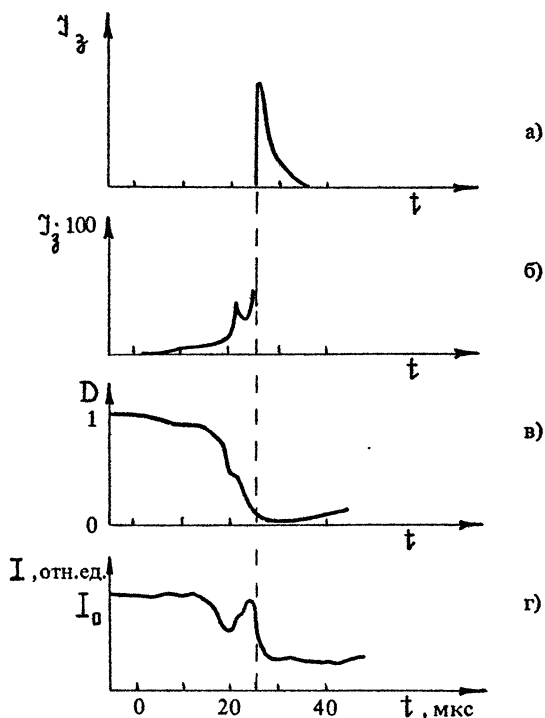
образование "ямки" плотности газа и, как следствие, его пробой, что соответствует скачку фронта ионизации на расстояние $l \approx \lambda/4$. С ростом давления газа характерный масштаб ореола λ убывает и может стать меньше четверти длины волны. В этом случае, реализуя-
 шемся, по-видимому, в сантиметровом диапазоне, расстояние от разряда до максимума энерговыделения в ореоле и соответственно длина скачка фронта ионизации будут меньше $\lambda/4$, так как они, естественно, не могут превосходить λ .

Для исследования эффективности нагрева газа в плазменном ореоле одновременно с зондовыми и

СВЧ-методами диагностики величины и пространственного распределения электронной концентрации использовался лазерный рефракционный датчик, регистрирующий возмущения плотности нейтрального газа [61]. Неподвижные электрические зонды и двухпроводная линия, канализирующая диагностическое СВЧ-излучение (см. предыдущий раздел), располагались перпендикулярно направлению распространения разряда. Луч лазера рефракционного датчика пересекал зонды, проходя перпендикулярно оси пучка. Работа датчика была основана на регистрации коллимированным ФЭУ отклонения луча лазера от первоначального направления, возникающего за счет рефракции света при распространении его через неоднородности плотности газа, возникающие при неоднородном нагреве последнего. Характерные для скачкообразного режима распространения фронта разряда осциллограммы с зондов, диагностической двухпроводной СВЧ-линии и рефракционного датчика представлены на рис. 20. Момент прихода на датчики основного разряда отмечен здесь пунктирной линией. Следует обратить внимание на наличие локального максимума зондового тока в предшествующий появлению основного разряда период времени, когда зонд находится в плазменном ореоле. На осцил-



Р и с. 19. Зависимость усредненной по скачкам скорости движения разряда от давления газа для сантиметрового диапазона длин волн: 1 - $E = 50$ кВ/см²; 2 - $E = 25$ кВ/см², 3 - $E = 10$ кВ/см²



Р и с. 20. Осциллограммы зондового тока I_z (а, б) при различных усилениях осциллографа, сигнала двухпроводной линии D (в), тока ФЭУ рефракционного датчика (г). Момент прихода основного разряда помечен пунктирной линией

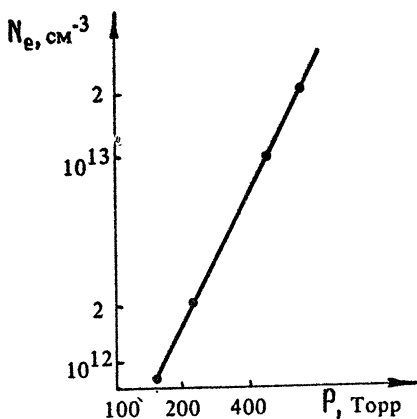
лограмме диагностического СВЧ-сигнала, прошедшего по двухпроводной линии, локальному максимуму зондового тока соответствует характерная "полочка", или "ступенька" (см.рис.20) Зондовых и СВЧ-сигналов такого типа при меньших мощностях СВЧ-излучения ($S < 10 \text{ кВт/см}^2$), когда движение фронта ионизации было непрерывным, никогда не наблюдалось. По-видимому, такие особенности в сигналах соответствуют начальному этапу скачка фронта ионизации, т.е. являются его своеобразным предвестником. Расстояние L от соответствующей максимуму зондового тока области плазменного ореола до основного разряда (оцененное на основании измерений скорости распространения разряда u и временной задержки t на осциллограмме, т.е. $L = u t$) совпадает с характерной длиной скачка. Величина на электронной концентрации в предвестнике определялась по измеренным значениям коэффициента прохождения диагностического сигнала по двухпроводной линии, при этом поперечные размеры ореола принимались равными поперечным размерам

СВЧ-пучка, а концентрация молекул газа считалась невозможной. Зависимость оцененной таким образом величины электронной концентрации N_e от давления газа представлена на рис. 21.

Анализ характерных осциллограмм сигналов рефракционного датчика вместе с сигналами с зонда и двухпроводной линии (см. рис. 20) показывает, что возмущения плотности нейтрального газа имеются не только в основном разряде, но и в плазменном ореоле. Более того, величины возмущений плотности газа в этих областях сравнимы друг с другом. Таким образом, эти данные однозначно указывают на существование быстрого нагрева и расширения газа в ореоле.

Исследования динамики нагрева газа в разряде также свидетельствуют о достаточно быстром его нагреве. Эти данные получены по измерению относительной интенсивности излучения вращательных линий второй положительной системы N_2 [7, 62]. Изображение разрядной области проектировалось оптической системой на входную щель монохроматора МДР-3. Свечение выделенной монохроматором спектральной области регистрировалось с помощью ФЭУ, что позволяло получить временное разрешение не хуже 1 мкс. Как показали эксперименты, температура газа быстро, со скоростью 50-100 к/мкс, нарастает, достигая $T_m \approx 1000-1500$ К за 10-15 мкс. Конечная температура газа практически не зависит ни от давления газа P , ни от мощности излучения S , с их изменением лишь несколько меняется темп нагрева dT_m/dt . Очевидно, что использованный для измерений спектральный метод представляет сведения лишь об активной стадии разряда (во время действия СВЧ-импульса). Поскольку этим методом регистрируется излучение лишь наиболее ярко светящихся областей, ясно, что полученные результаты относятся именно к каналам.

Более детальную информацию о динамике нагрева газа в разряде удалось получить на основании измерений температуры



Р и с. 21. Зависимость электронной концентрации в плазменном ореоле разряда от давления газа

газа после окончания действия СВЧ-импульса, выполненных с помощью второго диагностирующего импульса СВЧ [62]. Данный метод заключается в том, что с необходимой временной задержкой подается второй импульс СВЧ-излучения с малыми длительностью и мощностью, так что ионизация и заселение электронных уровней молекул успевают происходить, но полный энерговклад в газ настолько мал, что температура газа практически не изменяется.

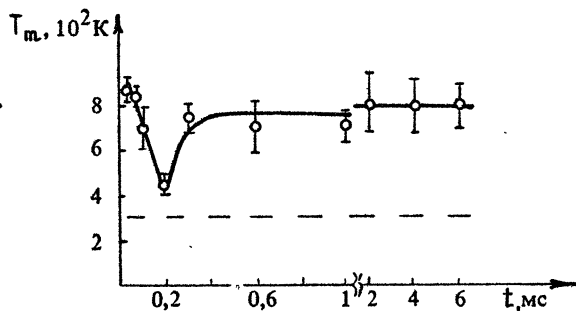
Некоторые представления о нагреве газа за время действия первого СВЧ-импульса и характерных временах его остывания можно получить уже из общего анализа динамики разряда во втором импульсе. На рис.22 представлена оптическая развертка развития разряда в двух последовательных СВЧ-импульсах с временной задержкой $\tau_z = 30$ мкс относительно друг друга. Видно, что в этом случае во втором импульсе разряд существенно быстрее "проскакивает" ту область, по которой уже прошла (со скоростью $u \approx 10^5$ см/с) волна ионизации в первом импульсе. Это можно связать с тем, что в этой области после первого импульса плотность газа вследствие его нагрева понизилась настолько, что во втором импульсе реализуются условия для формирования волны пробоя, т.е. поле оказывается надпробойным ($E > E_{пр}$). Оценки нагрева газа, необходимого для формирования волны пробоя, дают, в зависимости от давления газа и мощности СВЧ-излучения, значения $T_m \sim 600 \div 1500^\circ\text{K}$. Скорость волны ионизации во втором импульсе уменьшается с увеличением временной задержки τ_z , что можно связать с остыванием газа за время паузы между импульсами. Характерное время "памяти" (при значениях τ_z , превышающих эту величину, скорость разряда во втором импульсе практически не отличается от скорости в первом) составляет несколько миллисекунд и возрастает с увеличением давления в соответствии с теплопроводностным механизмом остывания газа.

Непосредственные измерения температуры газа проводились через 0,6 мкс после начала второго импульса по тем же колебательно-вращательным полосам излучения второй положительной системы азота, что и в первом импульсе. Как уже отмечалось, за это время газ успевал ионизоваться и возбудиться, т.е. начинал светиться, но не успевал дополнительно нагреться. Результаты измерений представлены на рис.23, где приведена зависимость T_m от времени t после окончания первого СВЧ-импульса. Зависимость эта довольно необычна: T_m вначале "быстро" убывает (характерное время $\tau_1 \approx 100 \div 200$ мкс), затем почти также быстро возрастает до значения близкого к первоначальному и в дальнейшем уменьшается сравнительно



Р и с. 22. Оптическая развертка развития разряда
в двух последовательных СВЧ-импульсах

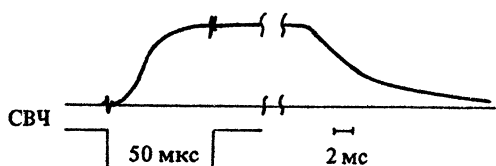
медленно (характерное время $\tau_2 \sim 10$ мс). Такую сложную динамику нагрева газа авторы работы [62] связывают с сильной неоднородностью разряда в первом СВЧ-импульсе: наличием тонких каналов, где газ сильно нагрет, и плазменного ореола вокруг них, где газ за время СВЧ-импульса не успевает нагреться, но оказы-



Р и с. 23. Температура газа T_m в зависимости от времени t после окончания СВЧ-импульса, $p = 300$ Торр

вается колебательно возбужденным. В свете этих представлений быстрое остывание газа на начальном этапе соответствует теплопроводностному режиму остывания каналов, последующий нагрев — релаксации колебательного возбуждения молекул азота в плазменном ореоле, а медленная релаксация температуры — теплопроводностному остыванию газа в плазменном ореоле. Указанные выше значения τ_1 и τ_2 в рамках теплопроводностной модели остывания газа отвечают характерным размерам Λ_1 порядка нескольких десятых долей миллиметра и Λ_2 порядка нескольких миллиметров, что согласуется с непосредственно измеренными размерами каналов и ореола.

В качестве дополнительного подтверждения данных представлений о динамике нагрева газа можно указать на результаты выполненных в работах [26,63] экспериментальных исследований динамики колебательного возбуждения молекул азота в СВЧ-разряде и в послеразрядный период. Для регистрации этого возбуждения использовался достаточно простой по постановке и аппаратному оснащению метод $[O_2]$ -«следа». Этот метод, применявшийся для изучения зависимости времени колебательно-поступательной релаксации молекул от температуры газа [64], основан на регистрации ИК-излучения колебательных переходов молекул $[O_2]$ или $[O]$ в основном электронном состоянии, добавляемых в газ в такой малой концентрации, чтобы она не влияла на время релаксации колебательной энергии азота. Подробно этот метод в применении к СВЧ-разряду описан в работах [26,63], здесь же мы остановимся лишь на результатах эксперимента.



Р и с. 24. Оциллограмма сигнала датчика ИК-излучения

во время разряда сигнал быстро возрастает и за 10-20 мкс достигает насыщения. В послеразрядный период (см.рис.24) сигнал в течение 1-2 мс меняется слабо, а затем спадает по близкому к экспоненциальному закону. Если стадию релаксации сигнала на рис.24 приписать слабонерасположенному состоянию азота, то в рамках теории Ландау-Теллера [65] по постоянной времени релаксации сигнала можно оценить конечную (равновесную) температуру газа T_g . Эта операция фактически обратна процедуре, используемой в экспериментах на ударных трубах [64,66], где методом "следа" по известной температуре газа определяют характерное время τ_{VT} колебательно-поступательной релаксации молекул газа. Зафиксированное в экспериментах значение времени колебательно-поступательной релаксации ($\tau_{VT} \approx 5$ мс) соответствует равновесной температуре газа $T_g \approx 1000^\circ\text{K}$, что неплохо согласуется с результатами непосредственных измерений T_m (см.рис.23).

Таким образом, можно считать установленным, что в неравновесном СВЧ-разряде высокого давления в допробойных полях имеет место быстрый нагрев газа, локализованный в весьма малых по размерам плазмоидах, которые квазипериодически возникают на некотором расстоянии перед фронтом основного разряда в области плазменного ореола. Наблюдающийся быстрый нагрев не описывается в рамках известных представлений о механизмах передачи энергии от электронов к молекулам в несамоостоятельном разряде [67] и обусловлен, по всей видимости, развитием ионизационно-перегревной неустойчивости [49,50] в плазменном ореоле, приводящим к образованию характерных нитевидных структур, вытянутых вдоль электрического поля электромагнитной волны. Существенное ускорение нагрева газа в этом случае связано с образованием очень плотной плазмы в областях развития неустойчивости. Следует отметить, что механизм образования протяженного плазменного ореола в различных газах высокого давления до конца также не выяснен,

На рис.24 приведены характерные оциллограммы сигнала датчика ИК-излучения (типа ФСГ-223), регистрирующего ИК-излучение колебательного перехода $00^0_1 - 00^0_0$ молекул CO_2 ($\lambda \approx 4,3$ мкм). Видно, что

так как рассмотренная в работах [56,57] модель, основанная на фотоионизации молекул кислорода излучением его атомов, не может объяснить наблюдавшееся существование ореола в не содержащих кислорода газах (Ar , Kr , CO_2 , N_2 и др.). Выказанное в работе [7] предположение о том, что образование плазменного ореола может быть связано с тормозным излучением из плазмOIDов, опирается на гипотезу о больших электронных концентрациях в каналах.

Стимулированные указанными выше затруднениями в понимании механизмов быстрого нагрева газа и образования плазменного ореола исследования параметров плазмы в плазмOIDах были выполнены контактным (зондовым) и бесконтактным (по штарковскому уширению линий излучения атомов) методами. Для разряда в сантиметровом диапазоне СВЧ зондовые измерения позволили установить, что проводимость плазмы в каналах $\sigma \sim 10^4 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ [68,69]. Таким значениям проводимости, независимо от типа преобладающих столкновений (электрон-нейтральных или электрон-ионных), отвечают значения $N_e > 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Анализ штарковского уширения линий атомов водорода (например, $\text{H}_\alpha - \lambda = 6562,5 \text{ \AA}$; $\text{H}_\beta - \lambda = 4861,3 \text{ \AA}$; $\text{H}_\gamma - \lambda = 4340,5 \text{ \AA}$), аргона ($\text{ArI} - \lambda = 7030,3 \text{ \AA}$; $\text{ArI} - \lambda = 6032,1 \text{ \AA}$; $\text{ArI} - \lambda = 5495 \text{ \AA}$) и ксенона, добавляющихся в азот, позволил установить [70], что значение электронной концентрации в каналах не ниже 10^{16} см^{-3} . В разряде, поддерживаемом излучением миллиметрового диапазона длин волн, ток на зонд в основном разряде на два порядка больше, чем в плазменном ореоле (см.рис.20). Полагая, что ток на зонд при высоких давлениях пропорционален плотности плазмы [54,55], можно прийти к выводу, что максимальные значения N_e при атмосферном давлении составляют 10^{15} см^{-3} , т.е. существенно ниже, чем для разряда в сантиметровом диапазоне СВЧ-излучения. Об этом же свидетельствует и малая - меньше аппаратной ширины спектрографа ($\approx 1 \text{ \AA}$) - ширина атомарных линий излучения разряда.

3. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ДИНАМИКИ ИНИЦИИРОВАННОГО СВЧ-РАЗРЯДА В РАМКАХ ПРОСТЕЙШИХ ФИЗИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

3.1. Характерной особенностью свободно локализованного инициированного разряда является его распространение навстречу падающей электромагнитной волне. Обсудим здесь это

явление как с общих позиций, так и применительно к условиям конкретных экспериментов, о которых шла речь выше. Как уже отмечалось ранее, в общем случае следует различать движение фронта ионизации, обусловленное движением расширяющегося при нагреве газа (соответствующие механизмы распространения разряда будем для определенности называть газодинамическими) и распространение разряда по газу, связанное с различного рода процессами переноса (этот тип движения фронта ионизации будем называть диффузионным). Конкретные механизмы распространения диффузионного типа уже достаточно подробно освещались в литературе [9,17]. Поэтому ниже, не останавливаясь на их специфических деталях, приведем пример анализа простейшей обобщенной модели, позволяющей проиллюстрировать основные закономерности диффузионных режимов движения фронта ионизации, и в частности условия смены одного из механизмов другим.

В качестве такой модели возьмем уже рассматривавшуюся здесь двухкомпонентную систему (1), дополнив ее членами, отвечающими соответствующим процессам переноса, и уравнением для плотности потока энергии падающего электромагнитного излучения \mathcal{S} , описывающего геометрическое поглощение последнего в плазме разряда:

$$\begin{aligned}
 -u \frac{dN_e}{d\tau} &= \nu_i N_e - \nu_r N_e + \frac{d}{d\tau} \left(D_e \frac{dN_e}{d\tau} \right), \\
 -u \frac{d\omega}{d\tau} &= \frac{1}{\rho_0} K \mathcal{S} - \frac{\omega}{\tau_r} + \frac{d}{d\tau} \left(D_\omega \frac{d\omega}{d\tau} \right), \\
 \frac{d\mathcal{S}}{d\tau} &= K \mathcal{S}.
 \end{aligned} \tag{14}$$

Здесь τ — координата в системе отсчета, связанной с фронтом ионизации; u — скорость распространения разряда по газу; $\nu_i(N_e, \omega, \mathcal{S})$ и $\nu_r(N_e, \omega, \mathcal{S})$ — характерные частоты "рождения" (ионизации) и "гибели" электронов; ρ_0 — невозмущенная плотность газа; $K(N_e, \omega, \mathcal{S})$ — коэффициент поглощения падающего электромагнитного излучения в плазме разряда; $\tau_r(\omega, N_e, \mathcal{S})$ — характерное время релаксации энерговклада, D_e характеризует процессы переноса заряженных частиц (например, амбиполярную диффузию), D_ω характеризует процессы переноса энергии в газе (теплопроводность, диффузию возбужденных частиц, резонансного излучения и т.п.). Решение урав-

нений (14), соответствующее стационарному движению фронта ионизации, должно удовлетворять следующим естественным условиям:

$$\begin{aligned} N_e, w \Big|_{|z| \rightarrow \infty} &= 0, \\ S \Big|_{z \rightarrow \infty} &= S_0, \end{aligned} \quad (15)$$

где S_0 - плотность потока энергии в падающей электромагнитной волне.

Условия реализации рассматриваемого режима распространения разряда определяются потерями энергии и заряженных частиц. Пороговые значения плотности потока энергии S_c , в частности, нетрудно оценить, если учесть, что при малых значениях скорости u характерный масштаб неоднородности распространения энерговклада равен $\ell_w = \sqrt{D_w \tau_n}$. Интегрируя в этом случае второе уравнение системы (14) по x , найдем, учитывая (15), что

$$S_c \approx Q \equiv \int_{-\infty}^{\infty} K S dx = \rho_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{w}{\tau_n} dx \sim \frac{\rho_0 w_c \ell_w}{\tau_n}, \quad (16)$$

где характерное значение удельного энерговклада w_c определяется из условия обеспечения достаточной ионизации:

$$K(N_{ec}, w_c, S_c) \sim 1/\ell_w, \quad \gamma_i(N_{ec}, w_c, S_c) \approx \gamma_e(N_{ec}, w_c, S_c).$$

Если интенсивность ионизационных процессов очень быстро возрастает с увеличением энерговклада, то w_c слабо зависит от внешних параметров (давления газа, частоты поля, поперечных размеров волнового пучка и т.п.). Для равновесного разряда, например, величина $\rho_0 w_c$ составляет при атмосферном давлении 5-10 Дж/см³, а пороговая интенсивность электромагнитного излучения для теплопроводностного режима распространения согласно [9] $S_c \sim 100$ (Вт/см) / R (здесь R - радиус волнового пучка).

* Полагаем здесь, что характерная диффузионная длина электронов $\ell_e = \sqrt{D_e / \nu_e} \ll \ell_w$. В разряде высокого давления это условие выполняется обычно с большим запасом. В частности, для теплопроводностного режима или диффузии резонансного излучения масштаб ℓ_w определяется поперечными размерами разряда [9], т.е. пучка электромагнитных волн, а диффузионная длина ℓ_e при атмосферном давлении меньше 0,01 см.

Расчет зависимости $u(S_0)$ в общем случае не представляется возможным, но относительную роль различных процессов в динамике разряда можно установить, не решая всей задачи. Действительно, пусть $l_e \ll l_w$ и $\nu_e \tau_e \gg 1$, т.е. ионизационные процессы, как это и бывает обычно в разряде высокого давления, по сравнению с энергетическими являются не только более локальными, но и менее инерционными. Тогда, пока скорость разряда не слишком велика $\sqrt{D_w/\tau_e} \equiv u_c \ll u \ll u_1$ (значение u_1 найдем чуть ниже), характерный размер l переднего фронта и время τ развития разряда определяются процессами выделения и переноса энергии $l \gg l_e$, $\nu_e \tau \gg 1$, $u \sim l/\tau \sim \sqrt{D_w/l}$. В этом интервале параметров можно пренебречь потерями энергии и считать концентрацию электронов локально равновесной:

$$N_e = N_{eS}(S, w), \quad \text{т. е.} \quad \nu_i(N_{eS}, w, S) \approx \nu_e(N_{eS}, w, S).$$

Исходная задача сводится, таким образом, к решению уравнений, типичных для теплопроводного режима распространения разряда

$$-u \frac{dw}{dx} = \frac{1}{\rho_0} K_s S + \frac{d}{dx} \left(D_w \frac{dw}{dx} \right),$$

$$\frac{dS}{dx} = K_s S, \quad (17)$$

$$w \Big|_{x \rightarrow \infty} = 0, \quad \frac{dw}{dx} \Big|_{x \rightarrow -\infty} = 0, \quad S \Big|_{x \rightarrow +\infty} = S_0.$$

С приближением u к u_1 нарушается или условие безынерционности $\nu_e \tau \gg 1$ (если $D_e \ll D_w$, в этом случае $u_1 \approx \sqrt{D_w \nu_e}$), или условие локальности $l \gg l_e$ ионизационного баланса (если $D_e \gg D_w$, то $u_1 \sim D_w/l_e$). В случае слабой диффузии плазмы ($D_e \ll D_w$) распространение разряда определяется всегда процессами выделения и переноса энергии в газе, но при скоростях движения фронта ионизации $u > u_1$ потери заряженных частиц уже не играют существенной роли в балансе ионизации ($\nu_e \tau \ll 1$, $l \gg \sqrt{D_e \tau}$, $u \sim l/\tau \sim D_w/l$).

Исходная задача сводится в этом случае к решению системы уравнений такого же типа, как и в работе [18], где исследовалось движение фронта ионизации, связанное с диффузией резонансного излучения:

$$\begin{aligned}
 -u \frac{dN_e}{dx} &= \nu_i (N_e, w, S) N_e, \\
 -u \frac{dw}{dx} &= \frac{1}{\rho_0} K S + \frac{d}{dx} \left(D_w \frac{dw}{dx} \right), \\
 \frac{dS}{dx} &= K S,
 \end{aligned} \tag{18}$$

$$N_{e,w} \Big|_{x \rightarrow \infty} = 0; \quad S \Big|_{x \rightarrow \infty} = S_0; \quad \frac{dw}{dx} \Big|_{x \rightarrow -\infty} = 0.$$

В случае сильной диффузии плазмы ($D_e \gg D_w$), который может реализоваться в неравновесном разряде высокого давления, при u D_w/ℓ_e определяющую роль в распространении фронта ионизации начинают играть процессы переноса заряженных частиц. Подобный механизм распространения разряда исследовался в работе [19]. В этом случае, пока $u_1 \ll u \ll u_2 \sqrt{D_e \nu_i}$ нелокальность разряда определяется диффузионной длиной электронов ($\ell \sim \ell_e \gg \sqrt{D_w \tau}$), а его инерционность — энергетическими процессами ($\nu_i \tau \gg 1$, $u \sim \ell_e/\tau$).

Упрощенные уравнения, описывающие распространение разряда, имеют в этом случае вид

$$\begin{aligned}
 \nu_i N_e - \nu_n N_e + \frac{d}{dx} \left(D_e \frac{dN_e}{dx} \right) &= 0, \\
 -u \frac{dw}{dx} &= \frac{1}{\rho_0} K S, \\
 \frac{dS}{dx} &= K S.
 \end{aligned} \tag{19}$$

$$N_{e,w} \Big|_{x \rightarrow \infty} = 0; \quad S \Big|_{x \rightarrow \infty} = S_0; \quad N_e \Big|_{x \rightarrow -\infty} = 0.$$

Если же $u > u_2$, то потери заряженных частиц не играют существенной роли в балансе ионизации ($\nu_i \tau \ll 1$, $u \sim \ell/\tau \sim D_e/\ell$) и для описания распространения разряда можно аналогично (18) получить

$$\begin{aligned}
 -u \frac{dN_e}{dx} &= \nu_i N_e + \frac{d}{dx} \left(D_e \frac{dN_e}{dx} \right), \\
 -u \frac{dw}{dx} &= \frac{1}{\rho_0} K S, \quad \frac{dS}{dx} = K S.
 \end{aligned} \tag{20}$$

$$N_e, \omega \Big|_{r \rightarrow \infty} = 0; \quad S \Big|_{r \rightarrow +\infty} = S_0, \quad \frac{dN_e}{dr} \Big|_{r \rightarrow -\infty} = 0.$$

Интересно отметить, что почти во всех указанных выше предельных случаях приближенные уравнения, описывающие распространение разряда (см. (17)–(19)), допускают преобразование подобия ($\omega \sim S_0^\alpha$, $u \sim S_0^\beta$, $\ell \sim S_0^\gamma$, $N_e \sim S_0^\delta$), позволяющее устранить параметр S из граничных условий, если зависимости $\nu_i(N_e, \omega, S)$, $K(N_e, \omega, S)$, $K_s(\omega, S)$, $\nu_i(\omega, S, N_e)$ * можно представить степенными функциями. Поэтому в данном случае можно установить основные закономерности динамики разряда (найти значения показателей степени $\alpha, \beta, \gamma, \delta$), не решая уравнений переноса ионизации, энергии и электромагнитного излучения. В частности, если $K_s \sim \omega^\kappa S^\rho$, то из (17) найдем, что

$$\alpha = -\frac{\rho-1}{\kappa+1}, \quad \beta = -\gamma = \frac{\kappa+\rho}{\kappa+1}, \quad (21)$$

$$u \approx u_c (S_0/S_c)^\beta, \quad \omega \approx \omega_c (S_0/S_c)^\alpha, \quad \ell \approx \ell_w (S_c/S_0)^\beta \quad (22)$$

Соответственно, для приближений (18), (20) в случае $\nu_i \sim \omega^{\kappa_1} S^{\rho_1} N_e^{n_1}$, $K \sim \omega^{\kappa_2} S^{\rho_2} N_e^{n_2}$ получаем

$$\alpha = \frac{n_1(\rho_2-1) - n_2(\rho_1-1)}{n_2(\kappa_1+2) - n_1(\kappa_2+1)},$$

$$\delta = \frac{\rho_1(\kappa_1+1) - \rho_2(\kappa_1+2) + \kappa_1 - 2\kappa_2}{n_2(\kappa_1+2) - n_1(\kappa_2+1)}, \quad (23)$$

$$\beta = -\gamma = 1 - \alpha.$$

Заметим, что при $\kappa_1 = \kappa$, $\rho_1 = \rho \gg n_1, n_2, \kappa_2, \rho_2 \sim 1$ (это типичный случай для иницированного разряда высокого давления) основные закономерности динамики разряда, т.е. показатели α, β, γ , во всех рассмотренных предельных случаях практически совпадают:

$$\alpha \approx -\rho/\kappa; \quad \beta = -\gamma \approx (\kappa+\rho)/\kappa. \quad (24)$$

* Преобразование подобия существует и в случае степенной аппроксимации зависимости коэффициентов переноса D_e, D_w от ω, S, N_e .

Для случая сильной диффузии плазмы в интервале значений $u_1 \ll u \ll u_2$ (см. (19)), полагая $v_1 \sim \omega^{\kappa_3} S^{\rho_3} N_e^{\alpha_3}$, найдем

$$\alpha = - \frac{\rho_1 (2n_2 - n_3) - 2\rho_2 (n_1 - n_3) + \rho_3 (n_1 - 2n_2)}{\kappa_1 (2n_2 - n_3) - 2\kappa_2 (n_1 - n_3) + \kappa_3 (n_1 - 2n_2)},$$

$$\delta = \frac{\rho_1 (2\kappa_2 - \kappa_3) - 2\rho_2 (\kappa_1 - \kappa_3) + \rho_3 (\kappa_1 - 2\kappa_2)}{\kappa_1 (2n_2 - n_3) - 2\kappa_2 (n_1 - n_3) + \kappa_3 (n_1 - 2n_2)}, \quad (25)$$

$$\beta = 1 - \alpha, \quad \gamma = -\frac{1}{2}(\delta n_3 + \alpha \kappa_3 + \rho_3).$$

В частности, при $v_1 = \text{const}$ (т.е. $n_3 = \kappa_3 = \rho_3 = 0$) получаем

$$\gamma = 0, \quad \alpha = - \frac{n_2 \rho_1 - n_1 \rho_2}{n_2 \kappa_1 - n_1 \kappa_2}, \quad \delta = \frac{\kappa_2 \rho_1 - \kappa_1 \rho_2}{n_2 \kappa_1 - n_1 \kappa_2}. \quad (26)$$

Детальные исследования динамики инициированного СВЧ-разряда высокого давления [7,13,21] показали, что при больших плотностях потока энергии падающей электромагнитной волны перед фронтом разряда образуется сравнительно плотный и протяженный плазменный ореол. Образование его обусловлено ионизацией газа собственным УФИ разряда, а поглощение в нем падающего СВЧ-излучения, как уже отмечалось, играет весьма важную роль в динамике разряда. Соответствующий механизм распространения разряда (будем называть его фотоионизационным) в значительной степени аналогичен рассмотренному выше диффузионному. Действительно, полагая процессы установления ионизационного равновесия (с учетом фотоионизации) достаточно быстрыми по сравнению с энергетическими процессами, а длину свободного пробега l_f ионизирующего УФИ большой по сравнению с l_e , фотоионизационный режим распространения разряда можно описать системой уравнений [21,71]

$$N_e = N_s(\omega, S, J),$$

$$-u \frac{d\omega}{dx} = \rho_0 \kappa S + \frac{d}{dx} \left(D_\omega \frac{d\omega}{dx} \right) - \frac{\omega}{\tau_n},$$

$$\frac{d^2 J}{dx^2} = \frac{J}{l^2} - \frac{G(\omega, S, N_e)}{l^2}, \quad (27)$$

$$\omega, J \Big|_{x \rightarrow +\infty} = 0; \quad S \Big|_{x \rightarrow +\infty} = S_0; \quad \omega, J \Big|_{x \rightarrow -\infty} = 0,$$

где J — интенсивность ионизирующего УФИ, σ характеризует излучательную способность плазмы разряда. При достаточно больших скоростях движения фронта ионизации, когда $D_w < u l_f$ характерный масштаб нелокальности разряда определяется длиной свободного пробега УФИ ($l \sim l_f$), а потерями энергии и процессами переноса энергии в газе можно пренебречь (последние два слагаемых во втором уравнении системы (27)). Нетрудно убедиться, что в этом случае приближенная модель динамики разряда совпадает (с точностью до обозначений) с рассмотренной ранее (см. (19)). Поэтому ниже, не приводя полных выражений для показателей $\alpha, \beta, \gamma, \delta$, остановимся лишь на некоторых частных случаях. Отметим, во-первых, что для случая квазиравновесного разряда (N_s, K, l, σ не зависят явно от S) использование преобразования подобия в полном соответствии с результатами общего анализа [21] дает $u \sim S_0$, а N_e, ω, J, R не зависят от интенсивности падающей электромагнитной волны. Во-вторых, полагая в случае неравновесного разряда наиболее быстро растущими с увеличением ω и S функции

$$K_s(\omega, S, J) \equiv K(\omega, S, N_s) \sim J \omega^{\bar{K}} S^{\bar{P}}, \quad (28)$$

$$G(\omega, S, N_s) \sim \omega^{\bar{K}_1} S^{\bar{P}_1},$$

найдем, что

$$\omega \sim S_0^{\alpha_1}, \quad u \sim S_0^{\beta_1}, \quad J \sim S_0^{\delta_1}, \quad (29)$$

где

$$\alpha = -\frac{\bar{P}_1 + \bar{P}}{\bar{K}_1 + \bar{K}}, \quad \delta = \frac{\bar{P}_1 \bar{K} - \bar{P} \bar{K}_1}{\bar{K} + \bar{K}_1}, \quad \beta_1 = 1 - \alpha_1. \quad (30)$$

Подводя итоги, отметим, что в соответствии с полученными результатами характерный масштаб l неоднородности переднего фронта разряда всегда прямо пропорционален толщине скин-слоя в образующейся плазме. Это означает, что не учитывавшееся в рассмотренных здесь моделях отражение падающего электромагнитного излучения от плазмы разряда возрастает с уменьшением l и становится существенным при значениях l меньших длины λ падающей электромагнитной волны. В этом случае эффект отражения падающего излучения от плазмы можно учесть в первом приближении с помощью перенормировки S_0 в граничных условиях (15) [9]. Применение этого метода позволило авторам [51] показать, что для теплопроводностного режима распространения разряда при больших интенсивно-

стях СВЧ-излучения скорость движения фронта ионизации возрастает пропорционально $S_0^{1/2}$ (т.е. полный коэффициент поглощения падающего излучения в плазме разряда снижается: $\sim S_0^{-1/2}$). В случае СВЧ-разряда условие слабого отражения ($l > \lambda$) является достаточно жестким. В частности, для упоминавшегося уже здесь теплопроводностного режима распространения разряда ($l = D_w / u$, $D_w \approx V_T l_0$, где V_T - тепловая скорость, а l_0 - длина свободного пробега нейтральных частиц в газе) отражение мало, пока $u < V_T l_0 / \lambda$. Поэтому реализация механизмов распространения разряда, которые способствуют увеличению масштаба l и тем самым снижают отражающую способность разрядной плазмы, играет особенно важную роль в динамике именно СВЧ-разряда. К таким механизмам, в первую очередь, следует отнести фотоионизационный, так как диффузионная длина электронов l_e при атмосферном давлении очень мала ($l_e \ll \lambda$).

3.2. Количественный анализ фотоионизационного механизма распространения квазиравновесного разряда был предпринят в работе [71]. Поскольку в динамике СВЧ-разряда важную роль играет отражение падающей электромагнитной волны от плазмы, в этой работе наряду с уравнением изобарического переноса тепла

$$p c_p \frac{u}{T_0} \frac{dT}{dT} + q + \frac{d}{dt} \left(\varepsilon \frac{dT}{dT} \right) \quad (31)$$

решались уравнения Максвелла для комплексной амплитуды монохроматического электрического поля $E e^{i\omega t}$:

$$\frac{d^2 E}{dx^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \right) \varepsilon E = 0. \quad (32)$$

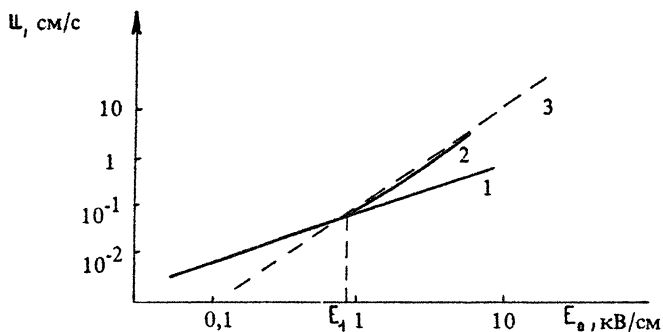
Здесь T , p , c_p и ε - температура, давление, удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности газа, T_0 - невозмущенная температура газа, $\varepsilon = 1 - (1 + i\nu/\omega) N_e/N_{ec}$ - диэлектрическая проницаемость плазмы, $N_{ec} = m(\omega^2 + \nu^2)/4\pi e^2$ - критическая плотность электронов, ν - частота столкновений электронов с молекулами, $q = (\nu/8\pi) (N_e/N_{ec}) |E|^2$ - объемная плотность мощности энерговыделения в газе. Концентрация электронов полагалась отличной от локально равновесной $N_s(T)$ вследствие фотоионизации:

$$N_e = N_s(T) + F(J, T), \quad (33)$$

где J - интенсивность ионизирующего УФ, а функция $F(J, T)$ определялась в соответствии с рекомбинационным балансом ионизации. Для расчета пространственного распределения интенсивности УФ использовалось уравнение переноса в виде

$$\frac{dJ}{dx} = \frac{1}{l} [J_s(T) - J], \quad (34)$$

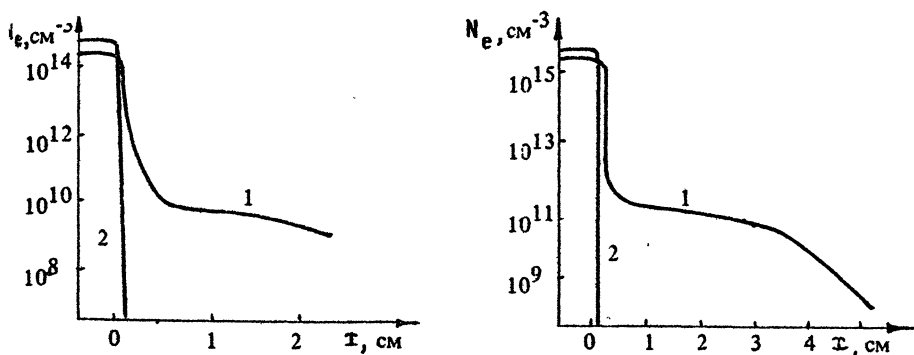
где $J_s(T)$ соответствует равновесному значению интенсивности, а l — длина свободного пробега УФ. Результаты решения уравнений (32)–(34), удовлетворяющего граничным условиям, соответствующим заданной амплитуде E_0 падающей электромагнитной волны, проиллюстрированы рис.25, где приведена зависимость скорости распространения разряда u от E_0 (кри-



Р и с. 25. Зависимость скорости распространения квазиравновесного разряда u (относительно газа) от амплитуды падающей электромагнитной волны E_0 для частоты поля $\omega = 6,3 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ и давления газа $p = 1 \text{ атм}$. 1 — теплопроводный режим распространения разряда, 2 — распространение разряда в случае совместного влияния теплопроводности и фотоионизации, 3 — фотоионизационный режим распространения

вая 2) для частоты поля $\omega = 6,3 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Здесь же приведены для сравнения зависимости $u(E_0)$, соответствующие отдельно теплопроводному режиму распространения разряда ($F(J, T) = 0$ — кривая 1) и фотоионизационному режиму ($\alpha = 0$ — пунктирная прямая 3). Как следует из этого рисунка, при достаточно большой интенсивности падающего СВЧ-излучения ($E_0 > E_1 \approx 0,5 \text{ кВ/см}$) теплопроводный механизм сменяется фотоионизационным.

Характерные пространственные распределения плотности плазмы в разряде для фотоионизационного (кривая 1) и теплопроводного (кривая 2) режимов распространения фронта ионизации приведены на рис.26 ($\omega = 6,3 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$) и рис.27 ($\omega = 6,3 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$), иллюстрирующих наличие протяженного плазменного ореола, обнаруженного в экспериментах [7,21]. На рис.28



Р и с. 26. Пространственное распределение электронной концентрации в системе отсчета, связанной с разрядом для $\omega = 6,3 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $p = 1 \text{ атм}$. 1 – фотоионизационный режим распространения разряда, 2 – теплопроводный режим распространения разряда при $E_0 = 6 \text{ кВ/см}$

Р и с. 27. То же, что и на рис. 26, для $\omega = 6,3 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $p = 1 \text{ атм}$ (структура переднего фронта в случае теплопроводного режима приведена для $E_0 = 2,7 \text{ кВ/см}$)

приведены зависимости коэффициента полного поглощения Q падающего СВЧ-излучения в плазме разряда и отношения u/E_0^2 от частоты поля, соответствующие фотоионизационному механизму движения фронта ионизации. Снижение коэффициента поглощения Q как с увеличением, так и с уменьшением частоты ω от оптимального ее значения ω_m свидетельствует о том, что фотоионизационный режим распространения разряда характерен именно для диапазона СВЧ. Снижение эффективности этого механизма с увеличением частоты поля обусловлено тем, что для коротковолнового излучения плазменный ореол оказывается относительно разреженным ($N_e \ll m\omega(\omega + \nu) / 4\pi e^2$). Для длинноволнового же излучения плазменный ореол является недостаточно протяженным, поэтому эффективность фотоионизационного механизма снижается вследствие усиления отражения падающей волны от плазмы разряда. С ростом давления газа длина свободного пробега ионизирующего УФ-излучения уменьшается, убывает, естественно, и протяженность плазменного ореола. Поэтому величина оптимальной частоты ω_m возрастает с увеличением давления, что и показано на рис. 29, где приведена зависимость отношения u/E_0^2 от давления газа, соответствующая фотоионизационному механизму распространения разряда, для различных длин волн падающего излучения. Отметим, что максимальная эффективность фотоионизационного механизма в

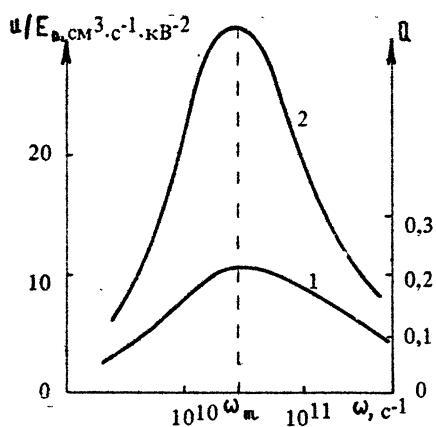
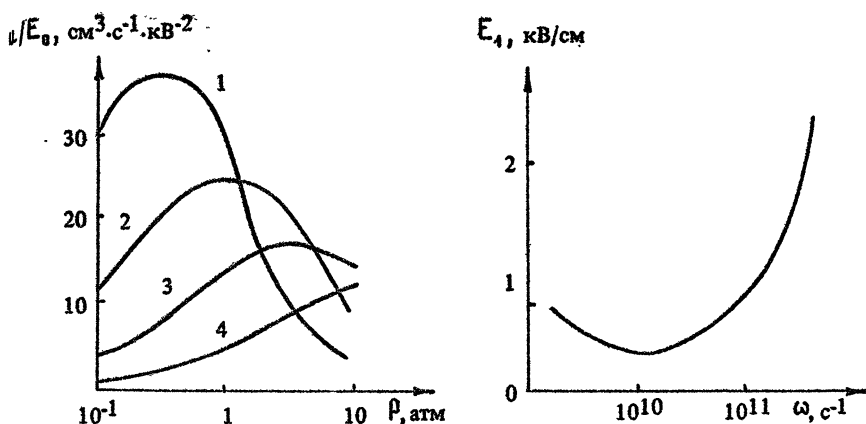


Рис. 28. Зависимость коэффициента полного поглощения Q (кривая 1) падающего СВЧ-излучения и отношения U/E_0^2 (кривая 2) от частоты поля для фотоионизационного режима распространения разряда при $p = 1$ атм

ионизации от мощности падающего СВЧ-излучения действительно имеют характерный излом [13] (см. также рис. 11), соответствующий изменению характера ионизации в разряде. Однако в рамках предложенной в этих работах модели кинетики разряда интенсивность собственного ионизирующего УФ-излучения разряда оказалась слишком мала, а плазменный ореол соответственно настолько разреженным, что джоулевым энерговыделением в нем можно было пренебречь. Другими словами, результаты работы [72] соответствовали теплопроводностному режиму распространения разряда, реализация которого в экспериментах [13], вообще говоря, довольно сомнительна, так как плазменный ореол там был зафиксирован. Следует также отметить, что быстрый рост скорости фронта ионизации с увеличением плотности потока энергии СВЧ-излучения, обнаруженный авторами [72] в случае теплопроводностного режима распространения неравновесного разряда, противоречит изложенным выше общим соображениям, в рамках которых увеличение скорости движения фронта ионизации при теплопроводностном режиме разряда влечет за собой увеличение отражения падающего СВЧ-излучения от образующейся плазмы.

СВЧ-диапазоне характеризуется также наименьшим значением пороговой амплитуды поля падающей волны (рис. 30).

Численный анализ динамики инициированного СВЧ-разряда был предпринят также в работе [72], где в отличие от [71] рассматривалась неравновесная модель кинетики микропроцессов в разряде. Использование этой модели позволило авторам в принципе исследовать не только квазиравновесный разряд, о котором шла речь выше, но и неравновесный, реализующийся в экспериментах при достаточно больших интенсивностях СВЧ-излучения. Рассчитанные в работе [72] зависимости скорости распространения фронта



Р и с. 29. Зависимость u/E_0^2 от давления газа ρ для фотоионизационного режима распространения разряда: 1 - $\omega = 1,9 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$, 2 - $\omega = 6,3 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$, 3 - $\omega = 1,9 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$, 4 - $\omega = 6,3 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$

Р и с. 30. Зависимость порогового для реализации фотоионизационного режима распространения равновесного разряда значения амплитуды E_4 падающей электромагнитной волны от частоты поля ω , $\rho = 1 \text{ атм}$

3.3. Если развитие разряда требует значительного нагрева газа, то определяющую роль в распространении фронта ионизации играет движение расширяющегося при нагреве газа, скорость течения которого примерно в T_m/T_{m0} раз больше [9, 22] скорости распространения разряда по газу. При достаточно больших плотностях потока энергии падающего электромагнитного излучения ($S_0 \gg S_c$), когда потери энергии из области разряда относительно малы, скорость расширения нагревающегося газа не зависит непосредственно от конкретного механизма распространения разряда по газу, а полностью определяется интенсивностью и пространственным распределением энерговыделения в нем. В случае малой толщины области энерговыделения (по сравнению с ее поперечными размерами), характерной для разряда высокого давления в квазиоптических пучках СВЧ-излучения большой мощности, газодинамическое распространение фронта ионизации может быть проанализировано в рамках одномерной модели, описывающей динамику нагрева идеального газа некоторым заданным источником тепла:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho v) = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad (35)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + v \frac{\partial p}{\partial x} + \gamma p \frac{\partial v}{\partial x} = (\gamma - 1) q(x, t).$$

Здесь ρ , v и p — соответственно плотность, скорость и давление газа, q — объемная плотность мощности энерговыделения в поступательные степени свободы молекул газа (при этом показатель адиабаты γ считается постоянным: $\gamma = 5/3$ для одноатомного газа и $\gamma = 7/5$ для двухатомного).

Наиболее просто приближенное решение уравнений газодинамики можно построить в случае изобарического нагрева газа [11], реализующемся при относительно малой мощности источника тепла:

$$Q \equiv \int_{-\infty}^{\infty} q(x, t) dx \ll \rho_m c_m / (\gamma - 1), \quad (36)$$

где ρ_m — давление газа в области разряда, c_m — максимальное значение скорости звука в газе в области разряда. В этом случае в окрестности стационарно движущегося со скоростью u источника тепла (разряда) параметры газа определяются соотношениями

$$v = v_1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma \rho_m} \int_x^{\infty} q(x, t) dx, \quad (37)$$

$$p = \rho_1 (u - v_1) / (u - v),$$

где ρ_1 и v_1 — плотность и скорость течения газа перед разрядом (предполагается, что разряд движется вправо). В условиях допробойности падающего СВЧ-излучения поддержание разряда требует сильного нагрева газа. Полагая, что минимальная плотность газа ρ_m в разряде (соответствующая при $\rho = \text{const}$ максимальной температуре газа) мала ($\rho_m \ll \rho_1$) найдем из (37)

$$u_0 \approx \frac{\rho_m}{\rho_1} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{Q}{\rho_m}, \quad (38)$$

где $u_0 = u - v_1$ — скорость втекания газа в разряд.

В рамках стационарной одномерной модели газодинамики разряда величина v_1 , а следовательно и скорость распрост-

ранения фронта ионизации u , остаются неопределенными*. Такая неопределенность построенного решения (37) позволяет с его помощью описывать "горение" инициированного разряда в произвольном внешнем потоке газа. Скорость распространения разряда при заданной скорости внешнего потока газа v_0 можно найти, выходя за рамки одномерной или стационарной модели. В частности, полагая, что источник тепла включился в некоторый момент времени в однородном потоке газа со скоростью v_0 , давлением p_0 и плотностью ρ_0 , получим на основании анализа убегающих ударных волн в рамках одномерной модели следующие соотношения, позволяющие определить скорость распространения разряда:

$$v_1 = v_0 + \frac{\gamma-1}{2\gamma} \frac{Q}{\rho_m} , \quad (39)$$

$$\frac{\gamma-1}{2} \frac{Q}{\rho_0 c_0} = 2\gamma \frac{\rho_m}{\rho_0} \left(\frac{\rho_m}{\rho_0} - 1 \right) / \sqrt{(\gamma+1) \frac{\rho_m}{\rho_0} + (\gamma-1)} ,$$

где $c_0 = \sqrt{\gamma p_0 / \rho_0}$ — скорость звука в невозмущенном газе. Качественно зависимости $\tilde{v} \equiv (v_1 - v_0) / c_0$ и $\tilde{\rho} \equiv \rho_m / \rho_0$ от мощности энерговыделения $\tilde{Q} \equiv \frac{\gamma-1}{2\gamma} Q / \rho_0 c_0$ проиллюстрированы рис.31. Заметим, что скорость распространения разряда по газу u_0 в условиях сильного изобарического нагрева ($\rho_m \ll \rho_1$) всегда мала по сравнению с $v_1 - v_0$, а следовательно и по сравнению со скоростью ударной волны. Это означает, что в данных условиях ударная волна всегда убегает от разряда, а скорость распространения разряда $u \approx v_1$ независимо от конкретного механизма "горения" инициированного разряда. Хорошо известному режиму медленного горения разряда [9] в приведенном здесь решении (39) соответствует предельный случай малых мощностей источника тепла $(\gamma-1)Q \ll \rho_0 c_0$, когда $\rho_m \approx \rho_0$, а $(v_1 - v_0) \approx \frac{\gamma-1}{2\gamma} \frac{Q}{\rho_0} \ll c_0$.

Условие изобарического нагрева газа в разряде (36), используя решение (39), можно представить в виде

$$Q \ll \rho_0 c_0 (c_m / c_0)^3 . \quad (40)$$

* Если позади разряда есть непроницаемая для газа стенка, т.е. $v=0$, то неопределенность снимается и в соответствии с задачей о распространении пламени в трубе, закрытой с одного конца [73,74], получаем $v_1 = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{Q}{\rho_m} \approx \frac{\rho_1}{\rho_m} u_0$.

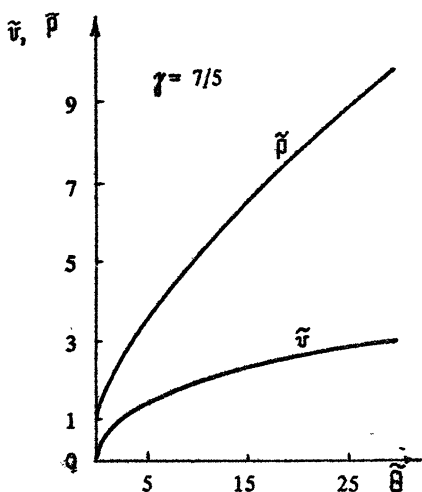


Рис. 31. Зависимости безразмерных возмущений скорости \tilde{u} и давления \tilde{p} газового потока от относительной мощности энерговыделения

При больших мощностях энерговыделения становится существенным нагрев газа в убегающей от разряда ударной волне, и в случае

$$\frac{Q}{\rho_0 c_0} > \frac{(\gamma+1)^2}{4\sqrt{2}\gamma(\gamma-1)^{3/2}} \left(\frac{c_m}{c_0}\right)^3 \quad (41)$$

становится возможным в принципе хорошо известный в лазерной искре [9] детонационный режим распространения разряда. Однако в СВЧ-диапазоне реализация этого режима распространения разряда возможна только при очень высоких давлениях газа ($\rho_0 \gg 1 \text{ атм}$), так как в противном случае порог независимого пробоя газа оказывается ниже детонационного порога (41).

Как уже отмечалось, однозначное определение скорости газодинамического распространения разряда возможно и при анализе стационарного течения газа в рамках неоднородной модели. При этом на бесконечности поток газа можно считать невозмущенным, так как интенсивность убегающих от области энерговыделения ударных волн на бесконечности стремится к нулю. В случае существенно дозвукового движения фронта ионизации ($u - v_0 \ll c_0$) для описания газодинамики разряда можно воспользоваться изобарическим приближением:

$$\text{div } \rho \vec{v} = 0, \quad \text{div } \vec{v} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{Q}{\rho_0}, \quad \text{rot} \{ \rho (\vec{v} \nabla) \vec{v} \} = 0. \quad (42)$$

Если толщина ρ области энерговыделения мала по сравнению с ее поперечными размерами R_{\perp} , то течение газа почти потенциально ($|\text{rot } \vec{v}| \ll |\text{div } \vec{v}|$), что существенно облегчает задачу отыскания решения уравнений (42). В частности, в системе отсчета, связанной с разрядом, имеем

$$\vec{v} = \vec{v}_0 - \vec{u} - \nabla \psi, \quad (43)$$

$$\psi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \frac{\gamma-1}{\gamma \rho_0} \int \frac{Q(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3 \vec{r}'.$$

Соответствующая картина линий тока газа приведена на рис.32*. Область энерговыделения оказывается как бы экранированной от набегающего потока газа, значительная часть которого эту область огибает, не попадая в нее. Следует отметить, что данная "экранировка" области энерговыделения от набегающего газового потока обусловлена не нагревом и расширением газа перед источником тепла вследствие процессов теплопередачи (плотность газа перед источником тепла остается невозмущенной), а незначительным

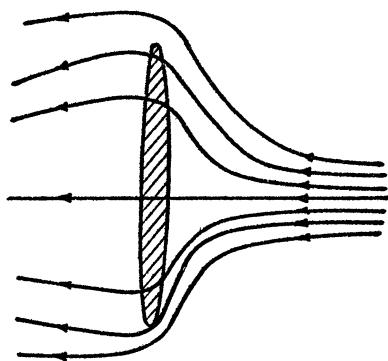
повышением давления при нагреве газа внутри источника. Легко показать, что сильный нагрев газа в области энерговыделения возможен только в том случае, когда имеет место сильная экранировка, т.е. на границе источника тепла, обращенной навстречу потоку газа, нормальная компонента скорости течения последнего v_n мала по сравнению с соответствующей компонентой скорости невозмущенного потока $v_{0n} = u_n$. Отсюда следует, что скорость движения фронта ионизации \vec{u} в типичном для СВЧ-разряда случае сильного поглощения падающего электромагнитного излучения ($\rho \ll R_{\perp}$), как и в одномерной модели, слабо зависит от конкретного механизма "горения" разряда и равна

$$\vec{u} = \vec{v}_0 + \frac{\gamma-1}{2\gamma} \frac{Q}{\rho_0} \vec{n}, \quad (44)$$

где Q — мощность энерговыделения, приходящаяся на единицу площади поверхности переднего фронта разряда ($Q = q \rho$), а \vec{n} — единичный вектор наружной нормали к этому фронту.

Заметим, что, обобщая результаты (43) на типичный для лазерной искры случай, когда протяженность области энерговыделения ρ существенно превышает ее поперечные размеры R_{\perp} , можно получить для оценок скорости распространения разряда навстречу лучу света следующее выражение:

* С результатами численного моделирования изобарической газодинамики разряда можно ознакомиться в работах [75 — 77].



Р и с. 32. Качественная картина линий тока газа при изобарическом (дозвуковом) обтекании квазиоднородного источника тепла

$$u \sim \frac{\gamma-1}{\gamma p_0} Q \frac{R_+}{r} \quad (45)$$

Рассчитанная таким образом скорость движения фронта ионизации в режиме медленного горения лазерной искры оказывается примерно в $\sqrt{p_0/p_m}$ раз меньше, чем найденная в рамках одномерной модели по аналогии с распространением пламени в трубе, закрытой с одного конца, т.е. лучше соответствует результатам экспериментов [51, 78]. Это позволяет рассчитывать на корректность оценок скорости распространения разряда на основании решения (43) и в тех случаях, когда, как это имеет место в разобранным примере протяженной области энерговыделения, завихренность течения газа не мала. В частности, на основании (43) можно предсказать, что раздробленный на отдельные плазмоиды фронт разряда должен, при этом же уровне поглощения СВЧ-излучения, двигаться быстрее, чем сплошной. Отношение скорости распространения сплошного фронта ионизации к скорости раздробленного должно равняться примерно доле площади поперечного сечения фронта, приходящейся на плазмоиды.

В случае сверхзвукового движения разряда образующиеся ударные волны не могут убежать от него далеко вперед, так как по мере удаления от области энерговыделения их интенсивность и скорость уменьшаются. Поэтому в конечном итоге ударная волна будет двигаться на некотором фиксированном расстоянии впереди разряда (рис. 33). Расчет газодинамики в этом случае очень сложен и требует привлечения численных методов. Из общих соображений можно утверждать только, что скорость распространения разряда при той же поглощаемой плотности потока энергии Q будет выше, чем в одномерном случае (см. рис. 31), так как интенсивность убегающей от разряда навстречу потоку ударной волны выше, чем у неподвижной относительно разряда. Таким образом, после того как ударная волна убежит от разряда на расстояния, превышающие поперечные размеры области ионизации, можно ожидать ускорения движения фронта ионизации. Ускорению распространения разряда будет способствовать также раздробление его фронта вследствие различного рода ионизационных неустойчивостей. В последнем случае вторичные ударные волны, образующиеся при ускорении разряда, могут не убежать далеко вперед, а двигаться перед разрядом на расстоянии порядка размеров отдельных плазмоидов. Возможно, что именно такая картина и наблюдалась в описанных выше экспериментах, где разряд обгонял образующуюся в момент его возникновения ударную волну.

3.4. Как уже отмечалось, при исследованиях динамики неравновесного разряда высокого давления в интенсивных пучках СВЧ-излучения наблюдались скачки фронта ионизации на расстояния, меньшие или равные четверти длины электромагнитной волны. Возникновение этих скачков обусловлено неоднородностью нагрева газа в плазменном ореоле [7,60], создаваемом собственным ионизирующим излучением разряда. Проведенный в работе [79] общий анализ условий реализации стационарного движения фронта ионизации показал, что нарушение этих условий возможно только в неравновесном разряде, когда поглощение падающего СВЧ-излучения в плазменном ореоле и отражение его от основного разряда достаточно велики. Такое различие между равновесным и неравновесным разрядами можно пояснить следующим образом*. Нагрев газа в разряде всегда имеет монотонный характер. Поэтому в случае стационарного движения фронта ионизации распределение температуры T_m и плотности ρ газа в плазменном ореоле всегда монотонно. Для квазиравновесного разряда, где ионизация определяется температурой газа, отсюда следует монотонность распределения плазмы в ореоле. Для неравновесного же разряда такого вывода сделать нельзя, так как распределение амплитуды электрического поля в плазменном ореоле неоднородно. Если по мере удаления от фронта ионизации $|E|$ возрастает быстрее, чем плотность газа, то на некотором расстоянии от фронта основного разряда может оказаться выполненным условие пробоя газа $|E| > E_{пр}(T_m)$, т.е. рассматриваемое движение фронта ионизации не может быть стационарным. Характерный масштаб L_E увеличения амплитуды электрического поля определяется длиной поглощения ($L_E \sim c/2\pi\epsilon$, где ϵ — проводимость плазмы в ореоле) или длиной электромагнитной волны λ ($L_E \sim |1+\Gamma|^{1/2} / \kappa_V$, где

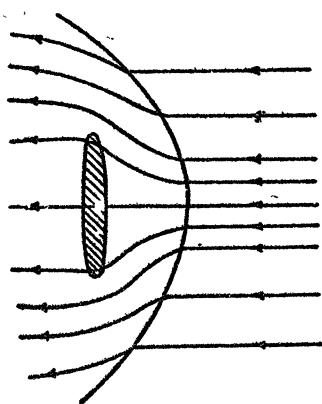


Рис. 33. Качественная картина линий тока газа при сверхзвуковом обтекании мощного источника тепла

* Движение квазиравновесного разряда в экспериментах действительно всегда стационарно.

Γ - коэффициент отражения падающей электромагнитной волны от плазмы основного разряда, k_v - волновое число). На этом масштабе температура и плотность газа изменяются незначительно, если длина L_E мала по сравнению с протяженностью плазменного ореола ℓ , т.е. на масштабе L_E в окрестности основного разряда поглощается небольшая доля СВЧ-энергии. Следовательно, стационарное движение фронта неравновесной ионизации невозможно, если достаточно велики интенсивность ионизирующего ультрафиолетового излучения ($\epsilon > c/2\pi\ell$) или коэффициент отражения СВЧ-излучения от плазмы основного разряда ($|1+\Gamma| < k_v\ell$). На плоскости параметров $2\pi\epsilon\ell/c$ и $R=|\Gamma|$ область существования стационарного движения разряда ограничена, таким образом, сверху некоторой кривой (рис.34), зависящей от фазы коэффициента отражения ψ ($\Gamma = R e^{i\psi}$) и величины $k_v\ell$. В работе [79] на основании простейших предположений о структуре плазменного ореола ($\epsilon \approx \epsilon_0 \exp(-\tau/\ell)$) и зависимости $E_{np0}(\tau) \sim 1/\tau$ найдена эта кривая в предельных случаях $k_v\ell \gg 1$ и $k_v\ell \ll 1$. В коротковолновом пределе условие нарушения стационарного движения разряда сводится к неравенству

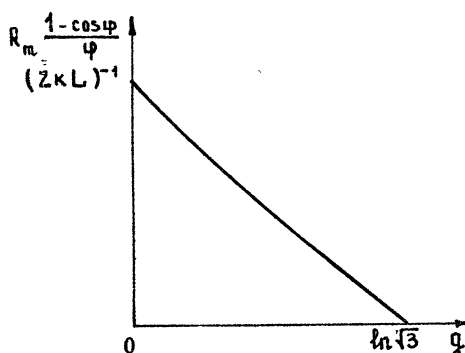


Рис. 34. Зависимость верхней границы модуля коэффициента отражения R_m от коэффициента поглощения q в предплазме в случае коротковолнового приближения

$$R > \frac{\psi}{1 - \cos \psi} \frac{q}{2k_v\ell} \left\{ \frac{3 - \ell^{2q}}{\ell^{2q} - 1} - \frac{2E_0}{E_{np0}} \frac{\ell^{-q}}{\ell^{2q} - 1} \right\}, \quad (46)$$

где E_0/E_{np0} - отношение амплитуды падающей электромагнитной волны к пробойному значению этой амплитуды в невозмущенном газе, $q = 2\pi\epsilon_0\ell/c$ характеризует ослабление амплитуды электромагнитной волны при прохождении ее через плазменный ореол. На рис. 34 приведена зависимость верхней границы R_m значений модуля коэффициента отражения (отвечающей случаю $E_0/E_{np0} \rightarrow 0$) от параметра q .

В длинноволновом пределе ($k_v\ell \ll 1$) нарушение условий реализации стационарного движения фронта ионизации происходит при любой величине плотности плазмы в ореоле, если

$$|1 + \Gamma| < K(\psi) k_V \ell, \quad (47)$$

где $K \sim 1$, в частности, для $\psi = \pi$ (т.е. $\Gamma = -R$) $K \approx 2,2$.

Для проверки предположения о том, что в условиях, когда реализация стационарного движения фронта неравновесной ионизации невозможна, возникают скачки фронта ионизации, был проведен численный анализ динамики нагрева газа в плазменном ореоле [61]. Численное решение одномерных уравнений изобарической газодинамики и уравнений Максвелла для квази-монохроматического электрического поля было выполнено для значений параметров $E_0/E_{np0} = 0,1$, $\psi = \pi$ (что соответствует условиям эксперимента). В процессе счета проводился контроль величины отщепления $|E|/E_{np}(T) = \eta$ в плазменном ореоле. Появление там области с $\eta > 1$ трактовалось как скачок фронта ионизации. Введенные таким образом скачки, в соответствии с изложенными выше результатами общего анализа, наблюдались только при достаточно больших значениях параметров R и $\delta = 4\pi\epsilon_0/\omega$, а при малых R и δ распределение плотности газа в ореоле независимо от начальных условий стремилось к одному и тому же стационарному распределению, соответствующему непрерывному равномерному движению фронта ионизации.

Следует отметить, что найденные в рамках модели стационарного движения разряда расстояния x_m между фронтом основного разряда и ближайшим максимумом отношения η [79] ($k_V x_m \approx k_V \lambda/4 = \pi/2$ при $k_V \ell \gg 1$, $k_V x_m \approx 2k_V \ell$ при $k_V \ell \ll 1$) близки к рассчитанным значениям длины скачка L (см. рис. 35).

$k_V L, k_V x_m \downarrow$

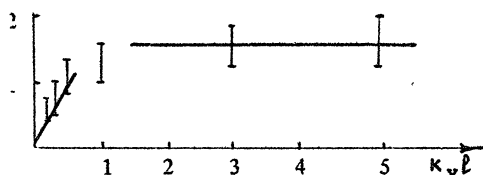


рис. 35. Зависимость длины скачка L от размера плазменного ореола ℓ . Вертикальные отрезки – результаты численного расчета (характеризуют разброс значений L в зависимости от начальных условий); сплошные линии – результаты оценок x_m по стационарной модели

Это позволяет утверждать, что длина скачков в условиях, когда они возникают, как и расстояние τ_m , слабо зависит от величины параметров R и δ и с достаточной степенью точности совпадает с минимальной из длин 2ℓ и $\lambda/4$.

* * *

Подводя итог выполненным в последнее время исследованиям, основные результаты которых рассмотрены выше, можно сказать, что получена достаточно подробная информация о структуре, динамике и параметрах свободно локализованного разряда высокого давления при больших интенсивностях СВЧ-излучения. Установлена важная роль собственного ионизирующего ультрафиолетового излучения разряда, создающего вокруг него достаточно плотный плазменный ореол, в котором поглощается заметная доля энергии падающей электромагнитной волны. Обнаружены скачки фронта ионизации неравновесного разряда, приводящие к быстрому сверхзвуковому распространению его навстречу падающей электромагнитной волне. Формирование этих скачков свидетельствует об аномально быстром нагреве газа в плазменном ореоле, связанном, по-видимому, с развитием неустойчивостей типа ионизационно-перегревной, в результате чего структура разряда весьма неоднородна и характеризуется наличием большого числа вытянутых вдоль электрического поля волны сильно ионизованных каналов. Реализован неравновесный разряд атмосферного давления, обеспечивающий эффективную трансформацию энергии СВЧ-излучения во внутреннюю энергию молекул газа. С помощью такого разряда можно, в принципе, создать плазмотрон с регулируемой степенью неравновесности в дозвуковом потоке газа, использование которого в крупномасштабных установках весьма перспективно.

Л и т е р а т у р а

1. Flyagin V.A., Gaponov A.V., Petelin M.I., Yulpatov V.K. //IEEE - Trans, 1977. MTT-25, N 6. P.514.
2. Andronov A.A., Gaponov A.V., Gol'denberg A.L. e.a. //Infrared Phys. 1978. V.16, N6. P.385.
3. Гольденберг А.Л., Нусинович Г.С. Мощные коротковолновые гиротроны //Итоги науки и техники. Сер. электроника. Т.17. М.: ВИНТИ, 1985. С.3.
4. Блинов Л.М., Володько В.В., Гонтарев Г.Г., Лысов Г.В., Полак Л.С. //Генераторы низкотемпературной плазмы. М.: Энергия, 1969.
5. Русанов В.Д., Фридман А.А. Физика химически активной плазмы. М.: Наука, 1984.

6. Быков Ю.В., Голубев С.В., Гольденберг А.Л., Зорин В.Г. //ЖТФ. 1984. Т.54, №4. С.723.
7. Батанов Г.М., Грицинин С.И., Косый И.А. и др. //Труды ФИАН. М., 1985. Т.160. С.174.
8. Быков Ю.В. //Химия высоких энергий. 1984. Т.18, №4. С.347.
9. Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
10. Батанов Г.М., Косый И.А., Лукьяничков Г.С. //ЖТФ. 1980. Т.50, №2. С.346.
11. Велихов Е.П., Письменный В.Д., Рахимов А.Т. //УФН. 1977. Т.122, №3. С.419.
12. Богатов Н.А., Гитлин М.С., Голубев С.В., Разин С.В. //ЖТФ. 1987. Т.57, №1. С.194.
13. Богатов Н.А., Быков Ю.В., Венедиктов Н.П. и др. //Физика плазмы. 1986. Т.12, №6. С.725.
14. Баиадзе К.В., Вецко В.М., Напартович А.П., Старостин А.Н. //ТВТ. 1981. Т.19. С.261.
15. Lund R.E., Oskam H.J. //Zeitschrift fur Physik. 1969. Band 219. Hefte 2. P.131.
16. Brunet H., Vincent P., Rocca-Serra J. //J. Appl. Phys. 1983. V.54, N9. P.4951.
17. Райзер Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980.
18. Мышенков В.И., Райзер Ю.П. //ЖЭТФ. 1971. Т.61, №6. С.1822.
19. Коган Е.Я., Кузин Б.Ю. //Физика плазмы. 1985. Т.11, №5. С.610.
20. Фишер В.И. //ЖТФ. 1983. Т.53, №11. С.2143.
21. Бродский Ю.Я., Голубев С.В., Зорин В.Г. и др. //ЖЭТФ. 1983. Т.84, в.5. С.1695.
22. Бункин Ф.В., Конов В.И., Прохоров А.И., Федоров В.Б. //Письма в ЖЭТФ. 1969. Т.9, №11. С.609.
23. Мак-Доналд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. М.: Мир, 1969.
24. Brodskiy J.J., Golubev S.V., Zorin V.G. e.a. //The XV Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Contr. Papers, Minsk, 1981. P.0214.
25. Бродский Ю.Я., Венедиктов Н.П., Голубев С.В. и др. //Письма в ЖТФ. 1984. Т.10, №3. С.187.
26. Грицинин С.И., Косый И.А., Тарасова Н.М., Силаков В.П. //ТВТ. 1984. Т.22, №4. С.672; то же: Препринт ФИАН №90. М., 1983.
27. Грицинин С.И., Косый И.А., Тарасова Н.М. //Письма в ЖТФ. 1985. Т.11, №15. С.924.
28. Грицинин С.И., Косый И.А., Тарасова Н.М. //Тез. докл. 2-го Всесоюз. совещ. по физике электрического пробоя газов / ТГУ. Тарту, 1984. С.434.
29. Грицинин С.И., Косый И.А., Силаков В.П. и др. //ЖТФ. 1987. Т.57, №4. С.681; см. также: Грицинин С.И., Косый И.А., Тарасова Н.М. //Тез. докл. 2-го Всесоюз. совещ. по физике электрического пробоя газов / ТГУ. Тарту, 1984. С.431.
30. Богатов Н.А., Голубев С.В., Зорин В.Г. //Письма в ЖТФ. 1984. Т.10, №5. С.271.
31. Bogatov N.A., Gytlin M.S., Golubev S.V., Razin S.V. //8th ESCAMPIG. Greifswald, GDR, 1986. Conf. Abstr. P.384.
32. Gritsinin S.I., Dolgaev S.I., Kolik L.V. e.a. //8th ESCAMPIG. Greifswald, GDR, 1986. Conf. Abstr. P.182.
33. Грицинин С.И., Косый И.А., Силаков В.П. и др. Неустойчивость несамостоятельного СВЧ разряда в азоте: Препринт №14 /ИОФАН. М., 1986.
34. Бычков Ю.И., Королев Ю.Д., Месяц Г.А. //УФН. 1978. Т.126. С.451.
35. Бархударов Э.М., Бережечкая Н.К., Большаков и др. //ЖТФ. 1984. Т.54, №6. С.1219; см. также: Препринт №244 /ФИАН. М., 1983.
36. Bogatov N.A., Golubev S.V., Zorin V.G., Razin S.V. //18 Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Cont. Papers, Swansea, 1987. P.862; см. также: Тез. 7-й Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Ташкент, 1987. С.145.
37. Бионди М.А. //Плазма в лазерах. М.: Энергоизд, 1980.
38. Александров Н.Л., Кончаков А.М., Сон Э.Е. //Физика плазмы. 1978. Т.4, №1. С.169.

39. Смирнов Б.М. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат, 1974.
40. Мессу Г. Отрицательные ионы. М.: Мир, 1980.
41. Nighan W.L. //Phys. Rev. A. 1970. V.2, N5. P.1989.
42. Александров Н.Л., Кончаков А.М., Сон Э.Е. //Физика плазмы. 1978. Т.4, №5. С.1182.
43. Саркисов О.М., Свиридонов Э.А., Сучков А.Ф. Внутррезонаторная лазерная спектроскопия и ее применение в химической физике //Химическая физика. 1982. №9. С.1155.
44. Быков Ю.В., Гитлин М.С., Новиков М.А. и др. //ЖТФ. 1984. Т.54, №7. С.1310.
45. Bogator N.A., Borodachyova T.V., Gytlin M.S. e.a. //8th ESCAMPIG. Greifswald, GDR, 1986. Conf. Abstr. P.384.
46. Cernogora G., Ferreira G.M., Hochard L. e.a. //J. Phys. B Atomic and Mol. Phys. 1984. V.17, N21. P.1816.
47. Силаков В.П. Разряд в слабоионизованном азоте при высоком давлении и процессы ассоциативной ионизации электронно-возбужденных метастабилей: Препринт №038-87 /МИФИ. М., 1987.
48. Грицинин С.И., Косский И.А., Силаков В.П. и др. //ГВТ. 1986. Т.26, №4. С.662.
49. Бубфетов И.А., Прохоров А.М., Федоров В.Б., Фомин В.К. //Письма в ЖЭТФ. 1980. Т.32, №4. С.281.
50. Райзер Ю.П. //ЖЭТФ. 1971. Т.61, №1. С.222.
51. Поуровская И.Е., Трибельский М.И., Фишер В.И. //ЖЭТФ. 1982. Т.82, №6. С.1840.
52. Новикова К.П., Ульянов К.И. //Физика плазмы. 1978. Т.4, №1. С.144.
53. Акишев Ю.С., Напартович А.П. //ДАН СССР. 1978. Т.242, №4. С.931.
54. Богатов Н.А., Голубев С.В., Зорин В.Г. //Письма в ЖТФ. 1983. Т.9, №14. С.888.
55. Богатов Н.А., Голубев С.В., Зорин В.Г. //Физика плазмы. 1986. Т.12, №11. С.1369.
56. Вихарев А.Л., Гильденбург В.Б., Ким А.В. и др. //Наст. сборник. С. 41.
57. Гильденбург В.Б., Ким А.В. //Физика плазмы. 1980. Т.6, №4. С.904.
58. Ким А.В., Фрайман Г.М. //Физика плазмы. 1983. Т.9, №5. С.613.
59. Light G.G., Taylor E.C. //J. Appl. Phys. 1968. V.39, N3. P.1591.
60. Богатов Н.А., Бродский Ю.Я., Голубев С.В. и др. //Кратк. сообщ. по физике. 1984. №9. С.32.
61. Бородачева Т.В., Голубев С.В., Зорин В.Г. и др. //Физика плазмы. 1988. Т.14, №11. С.1345.
62. Грицинин С.И., Косский И.А., Тарасова Н.М., Шибков В.М. //ГВТ. 1987. Т.25, №4. С.625.
63. Грицинин С.И., Косский И.А., Силаков В.П., Тарасова Н.М. //Кратк. сообщ. по физике. 1983. №6. С.13.
64. Center R.E., Newton J.F. //J. Chem. Phys. 1978. V.68, N8. P.3327.
65. Landau L., Teller E. //Phys. Ztschr: Sow. 1936. Bd.10, N1. S.34.
66. Зуев А.П., Ткаченко Б.К. //Изв. вузов. Физика. 1978. №6 (193). С.84.
67. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980, Гл.4.
68. Gritsinin S.I., Dorofeyuk A.A., Kossyi I.A., Magunov A.N. //8th ESCAMPIG. Greifswald, GDR, 1986. Conf. Abstr. P.180.
69. Грицинин С.И., Дорофеев А.А., Косский И.А., Магунов А.Н. //ГВТ. 1987. Т.25, №6. С.1068.
70. Грицинин С.И., Косский И.А., Магунов А.Н. и др. //Высокочастотный разряд в волновых полях: Аннот. докл. всесоюз. совещ. Горький, 1987. С.66.
71. Бородачева Т.В., Семенов В.Е. //ЖТФ. 1985. Т.55, №9. С.1743.
72. Мнацаканян А.Х., Найдис Г.В., Сизых С.В. //Кратк. сообщ. по физике. 1985. №4. С.15.
73. Зельдович Я.Б. Теория горения и детонация газов. М.: Изд-во АН СССР, 1944.

74. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
75. Райзер Ю.П., Силантьев А.Ю., Суржиков С.Т. //Письма в ЖТФ. 1986. Т.12, №3. С.134.
76. Колумбаев Э.Б., Лелевкин В.М., Оторбаев Д.К. //Изв. АН Кирг. ССР. 1986. №6. С.35.
77. Валеева А.А., Лелевкин В.М., Козлов П.В. //Получение, исследование и применение плазмы в СВЧ полях: Тез. докл. Фрунзе, 1987. С.55.
78. Буфетов И.А., Прохоров А.М., Федоров В.Б., Фомин В.К. //Изв. АН СССР. Сер. физика. 1982. Т.46, №6. С.1141.
79. Еремеев А.Г., Семенов В.Е. //Физика плазмы. 1987. Т.13, №3. С.362.

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ ПРИ ПРОБОЕ ГАЗОВ В ПОЛЕ СВЕРХСИЛЬНОЙ СВЧ-ВОЛНЫ

Л.Г.Глазов, А.В.Игнатъев, А.А.Рухадзе

ВВЕДЕНИЕ. ОСНОВНЫЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ

Исследованию СВЧ-пробоя газов посвящено много экспериментальных и теоретических работ. Большинство из них выполнены для относительно слабых СВЧ-полей, когда колебательная энергия электрона в поле волны \mathcal{E}_0 много меньше потенциала ионизации нейтрального атома I и даже средней тепловой энергии электронов (температуры) T_e . В таких работах вычислена постоянная развития лавины ионизации γ для различных условий пробоя, найдена функция распределения электронов по скоростям и изучены вопросы устойчивости плазмы. При вычислении функции распределения электронов учитывалось, что в условиях $\mathcal{E}_0 \ll T_e$ хаотическое движение электронов, определяемое их температурой, превалирует над направленным движением в поле внешней СВЧ-волны, что дает возможность искать функцию распределения путем разложения по шаровым функциям. Необходимо заметить, что построенная теория пробоя газов в относительно слабых СВЧ-полях хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Однако с созданием мощных импульсных источников СВЧ-излучения на релятивистских электронных пучках появилась возможность генерировать сверхсильные СВЧ-поля, в которых с большим запасом выполняется условие

$$\mathcal{E}_0 = \frac{e^2 E_0^2}{4 m (\omega_0^2 + \nu_{3\phi}^2)} \gg I \approx T_e, \quad (1)$$

где E_0 и ω_0 – амплитуда и частота внешнего поля, $E(t) =$

$= E_0 \cos \omega_0 t$, $\nu_{эф}$ — эффективная частота столкновения электронов с нейтралами, e , m — заряд и масса электронов. В этих условиях принципиально меняется характер движения электронов и для описания пробоя газов необходимо построить качественно новую теорию, отличающуюся от теории пробоя газов в относительно слабых полях. Основы такой теории были заложены в работах [1–5].

В данной работе продолжен цикл исследований [1–5] о пробое газов в сверхсильных СВЧ-полях, причем рассмотрен лишь пробой газов низкого давления, когда

$$\omega_0 \gg \nu_{эф} \quad (2)$$

Заметим, что для частот $\omega_0 \approx 10^{11} \text{ с}^{-1}$, что соответствует излучению сантиметрового диапазона длин волн и $E_0 \approx 10^3 - 10^5 \text{ В}$ (или поля $E_0 \sim 10^4 - 10^5 \text{ В/см}$), условия (1) и (2) выполняются до давлений $P_0 \leq 5 \text{ Торр}$.

Для исследования характера пробоя газов во внешнем сверхсильном СВЧ-поле необходимо найти функцию распределения электронов. В условиях (1), (2) такая функция была найдена в работах [2,3], где путем численного решения на ЭВМ приближенного кинетического уравнения было показано, что в первом приближении ее можно считать функцией равномерного распределения электронов по начальным фазам их движения в поле волны

$$f_0(v) = \frac{N_e(t)}{\pi \sqrt{v_0^2 - (v + v_0 \cos \omega_0 t)^2}} \quad (3)$$

Заметим, что эта функция была получена с использованием борновского сечения ионизации в нерелятивистском случае

$$\sigma_i(v) = \frac{\alpha}{v^2} \ln \left(\frac{|v|}{v_i} \right) \eta (|v| - v_i) \quad (4)$$

Здесь α — постоянная, зависящая от сорта газа, а $v_i = \sqrt{2I/m}$. Выражение (3) записано с учетом нормировки функции на мгновенную концентрацию электронов $N_e(t)$.

Для более точного нахождения функции распределения электронов примем следующие предположения.

1. Выполнены условия (1) и (2).
2. Изменением скорости электронов при ионизационных (и тем более при упругих и неупругих) столкновениях с нейтралами можно пренебречь, поскольку из условия (1) следует, что $v_0^2 \gg v_i^2$.
3. Аналогично можно пренебречь начальной скоростью

электронов, появившихся в результате актов ионизации, поскольку эта скорость в среднем не превышает v_i .

4. Будем считать систему пространственно однородной.

5. Ограничимся случаем малой постоянной развития ионизации, $\gamma \ll \omega_0$.

Кроме этих общих предположений, дополнительно примем несколько частных приближений, отказ от которых в принципе возможен при дальнейших обобщениях:

6. Рассмотрим случай линейно поляризованной СВЧ-волны.

7. Будем считать движение электронов нерелятивистским и, соответственно, пренебрегать конечностью длины волны СВЧ-поля и влиянием на процесс пробоя магнитного поля волны.

8. Пренебрежем потерями электронов за счет рекомбинации, прилипания и диффузии, так как характерные времена этих процессов существенно превышают характерное время развития пробоя в сверхсильном СВЧ-поле.

УРАВНЕНИЕ ДЛЯ РАВНОВЕСНОЙ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

В приближении 6, 7 движение электрона одномерно и его мгновенная скорость равна

$$v = v_{gp} - v_0 \sin \omega_0 t, \quad (5)$$

где $v_{gp} = v_0 \sin \omega_0 t$ - дрейфовая скорость. В этих предположениях запишем уравнение Больцмана в общем виде:

$$\frac{\partial f_e(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f_e(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial \vec{r}} - \frac{e}{m} \left\{ \vec{E}_0 \cos \omega_0 t + \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v} \times \vec{B}] \right\} \frac{\partial f_e(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial \vec{v}} = \mathcal{J}_{cr}(f_e), \quad (6)$$

где $f_e(\vec{r}, \vec{v}, t)$ - общая функция распределений электронов по скоростям; \vec{E} , \vec{B} - поля возмущений, определяемые уравнениями Максвелла и равные нулю в равновесии; $\mathcal{J}_{cr}(f_e)$ - интеграл столкновений электронов.

Приближения 4, 6, 7 позволяют искать равновесную функцию распределения $f_{0e}(\vec{r}, \vec{v}, t) = f_{0e}(\vec{v}, t)$.

Интеграл столкновений $\mathcal{J}_{cr}(f_e)$ должен описывать, во-первых, изменение скорости имеющихся электронов за счет столкновений (этот вклад в интеграл столкновений равен нулю в

связи с приближением 2), во-вторых, появление новых электронов в результате процесса ионизации. Скорость изменения плотности электронов при этом запишем в виде

$$\frac{dN_{oe}(t)}{dt} = N_{on} \int \epsilon_i(v') |v'| f_{oe}(v', t) dv', \quad (7)$$

где N_{on} — концентрация нейтралов, f_{oe} нормирована на $N_{oe}(t)$ — однородную пространственную плотность электронов. Родившиеся за время dt электроны дают вклад в функцию распределения, равный $dN_e(t) \delta(\vec{v})$, поскольку все родившиеся электроны имеют нулевую скорость (приближение 3).

С учетом всех вышеперечисленных замечаний уравнение (6) принимает вид

$$\frac{\partial f_{oe}(\vec{v}, t)}{\partial t} - \frac{e\vec{E}_0}{m} \cos \omega_0 t \frac{\partial f_{oe}(\vec{v}, t)}{\partial \vec{v}} = \frac{dN_{oe}(t)}{dt} \delta(\vec{v}). \quad (8)$$

Перейдем к функции распределения по дрейфовым скоростям электронов (что соответствует функции распределения по скоростям электронов в осциллирующей с полем системе координат). При этом

$$\frac{\partial f_{oe}(v, t)}{\partial t} = \frac{\partial f(v + v_0 \sin \omega_0 t, t)}{\partial t} + v_0 \omega_0 \cos \omega_0 t \frac{\partial f(v + v_0 \sin \omega_0 t, t)}{\partial v}. \quad (9)$$

Подставляя это выражение в уравнение (8) и заменяя v на $v - v_0 \sin \omega_0 t$ в аргументе функции f , получим

$$\frac{\partial f(v, t)}{\partial t} = \frac{dN_e(t)}{dt} \delta(v - v_0 \sin \omega_0 t), \quad (10)$$

$$\frac{dN_e(t)}{dt} = N_{on} \int \epsilon_i(v' - v_0 \sin \omega_0 t) |v' - v_0 \sin \omega_0 t| f(v', t) dv'.$$

Физический смысл полученного уравнения (10) очень прост: в момент t рождаются электроны с дрейфовой скоростью $v_0 \sin \omega_0 t$, чем и определяется изменение функции распределения.

Очевидно, что после начала пробоя проходит некоторое время, пока равновесие установится. Назовем функцию распределения электронов установившейся, если

$$\frac{f(v, t_0)}{N_e(t_0)} = \frac{f(v, t_0 + \frac{2\pi}{\omega_0})}{N_e(t_0 + \frac{2\pi}{\omega_0})} \equiv \tilde{f}(v, t_0). \quad (11)$$

Функция \tilde{f} нормирована на единицу. Нас интересует эта функция, так как именно она является объективной характеристикой пробоя и не зависит от начальных условий.

Рассмотрим динамику установившейся равновесной функции распределения электронов на периоде $(t_0, t_0 + 2\pi/\omega_0)$. В момент t_0 $f_0(v, t) = N_0(t_0) \tilde{f}(v, t_0)$, а в некоторый момент $t \in (t_0, t_0 + 2\pi/\omega_0)$ $f(v, t) = N_0(t_0) \tilde{f}(v, t_0) + \mathcal{J}(v, t)$, $|\mathcal{J}| \ll |f|$. Из условия стационарности (11) следует

$$\mathcal{J}(v, t_0 + 2\pi/\omega_0) - \mathcal{J}(v, t_0) = (2\pi/\omega_0) \tilde{f}(v, t_0), \quad (12)$$

где \mathcal{J} — средняя по периоду частота ионизации (постоянная развития лавины ионизации). При записи (12) пренебрегаем членами порядка $(2\pi\mathcal{J}/\omega_0)^2$. Принимая $f(v, 0) = N_0(0) \tilde{f}(0)$ пренебрегая членами порядка $(2\pi\mathcal{J}/\omega_0)^2$, проинтегрируем (10) по времени от 0 до $2\pi/\omega_0$ для случая установившейся функции распределения. В результате получим замкнутое уравнение для $\tilde{f}(v)$ в нулевом порядке по величине $2\pi\mathcal{J}/\omega_0$,

$$\tilde{f}(v) = \frac{N_0}{\pi\mathcal{J}v_0} \frac{\eta(v_0 - |v|)}{\sqrt{1 - v^2/v_0^2}} \int \mathcal{G}_i(v' - v) |v' - v| f(v') dv'. \quad (13)$$

Решение уравнения (13) представляет собой задачу на собственные функции и собственные значения интегрального оператора. Переходя к нормированным переменным

$$\lambda = \frac{v}{v_0}, \quad \lambda' = \frac{v'}{v_0}, \quad \lambda_i = \frac{v_i}{v_0}, \quad f(\lambda) = \tilde{f}(\lambda v_0)$$

и учитывая, что $\tilde{f}(v) \sim \eta(v_0 - |v|)$, перепишем (13) в виде

$$f(\lambda) = \frac{N_0}{\pi\mathcal{J}v_0} \frac{1}{\sqrt{1 - \lambda^2}} \int_{-1}^1 \mathcal{G}(|\lambda - \lambda'|) f(\lambda') d\lambda', \quad (14)$$

где $-1 \leq \lambda \leq 1$, $\mathcal{G}(|\lambda - \lambda'|) = \mathcal{G}_i(v_0 |\lambda - \lambda'|) v_0 |\lambda - \lambda'|$.

Введем функцию $\varphi(\lambda) = \sqrt{1 - \lambda^2} f(\lambda)$. Тогда уравнение для $\varphi(\lambda)$ является сопряженным с уравнением (14), т.е. получается заменой λ на λ' в ядре:

$$\varphi(\lambda) = \frac{N_0}{\pi\mathcal{J}v_0} \int_{-1}^1 \mathcal{G}(|\lambda - \lambda'|) \frac{\varphi(\lambda')}{\sqrt{1 - (\lambda')^2}} d\lambda'. \quad (15)$$

Для того чтобы решение (15) соответствовало физическому смыслу функции распределения электронов, необходимо, чтобы уравнение (14) имело единственное положительное собственное значение, которому соответствует единственная неотрица-

тельная собственная функция. Покажем, что в нашем случае именно это и выполняется.

**РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ РАВНОВЕСНОЙ ФУНКЦИИ
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ.
ПОСТОЯННАЯ РАЗВИТИЯ ЛАВИНЫ ИОНИЗАЦИИ**

Сделаем сначала еще одну замену, приводящую к уравнению с непрерывным ядром:

$$\lambda = \sin \tau, \quad \lambda' = \sin \tau', \quad -\frac{\pi}{2} \leq \tau, \quad \tau' \leq \frac{\pi}{2}, \quad \psi(\tau) = \varphi(\sin \tau).$$

При этом $\psi(\tau)$ удовлетворяет уравнение

$$\psi(\tau) = \frac{N_0}{\pi \gamma v_0} \int_{\Omega} \tilde{G}(|\sin \tau - \sin \tau'|) \psi(\tau') d\tau'. \quad (16)$$

Ядро этого уравнения $\kappa(\tau, \tau') = \tilde{G}(|\sin \tau - \sin \tau'|)$ — симметричное непрерывное и неотрицательное фредгольмово ядро. Как известно (см., например, [6], с.81), для того чтобы такое ядро имело единственное положительное простое собственное значение, необходимо и достаточно, чтобы оно было неразложимо (о понятии неразложимости см. [6], с.78). В нашем случае неразложимость ядра обеспечивается малостью λ_i , что приводит к малости области значений τ и τ' , при которых $\kappa(\tau, \tau') = 0$.

Перейдем теперь к строгому доказательству. Воспользуемся тем фактом, что ядро $\kappa(\tau, \tau')$ неразложимо тогда и только тогда, когда для любой неотрицательной функции $\varphi(\tau) \neq 0$ найдется такая итерация ядра $\kappa^n(\tau, t)$, $n = n(\varphi)$, где

$$\kappa^n(\tau, t) = \int_{\Omega} \dots \int_{\Omega} \kappa(\tau, S_1) \kappa(S_1, S_2) \dots \kappa(S_{n-1}, t) dS_1 \dots dS_{n-1}, \quad (17)$$

$$\int_{\Omega} \kappa^n(\tau, t) \varphi(t) dt > 0, \quad \tau \in \Omega. \quad (18)$$

Покажем, что в нашем случае уже $\kappa^2(\tau, \tau') > 0$ для любых τ, τ' , что обеспечивает выполнение (18) для любой $\varphi(\tau')$. Ядро $\kappa(\tau, \tau')$ имеет следующую структуру: $\kappa(\tau, \tau') = 0$ при $|\lambda - \lambda'| < \lambda_i < 1$ и $\kappa(\tau, \tau') > 0$ при других τ, τ' . Определим

$$\kappa^2(\tau, \tau') = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \kappa(\tau, S) \kappa(S, \tau') dS =$$

$$= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \kappa(\tau, S') \kappa(S', \tau') \eta(|\lambda - \lambda_s| - \lambda_i) \eta(|\lambda' - \lambda_s| - \lambda_i) dS', \quad (19)$$

где $\lambda_s = \sin S'$. Функция $\kappa^2(\tau, \tau') > 0$ для любых τ, τ' , если для любых τ, τ' имеется область ненулевой меры значений S , таких, что $\eta(|\lambda - \lambda_s| - \lambda_i) \eta(|\lambda' - \lambda_s| - \lambda_i) \neq 0$. Нетрудно видеть, что это неравенство действительно выполняется для любых λ, λ' при выполнении условия $\lambda_i < 1/2$. Таким образом, $\kappa^{(2)}(\tau, \tau') > 0$ и, следовательно, условие (18) заведомо выполняется для любой непрерывной неотрицательной функции φ , не равной нулю на множестве ненулевой меры уже при $n = 2$, т.е. ядро уравнения (16) неразложимо. Из этого с очевидностью следует, что интегральное уравнение (16) имеет единственное положительное собственное значение и, следовательно, единственным образом определяет функцию распределения электронов.

В заключение еще раз подчеркнем, что при доказательстве практически использовалось только предположение о структуре сечения ионизации: $\sigma_i(\nu) = 0$ при $\nu < \nu_i$ и $\sigma_i(\nu) > 0$ при $\nu > \nu_i$. Такую структуру имеет любое реальное сечение ионизации.

Интегральное уравнение (16) решалось численно на ЭВМ методом итераций. В качестве нулевого приближения использовалась функция $\psi(\tau) = \cos \tau$, что соответствует равномерному по начальным фазам (16). Вычислялись распределения по начальным фазам $\varphi(\lambda)$ и распределение по скоростям электронов $f(\lambda)$, связанные друг с другом соотношением

$$f(\lambda) = \frac{\varphi(\lambda)}{\sqrt{1 - \lambda^2}} = \frac{\psi(\tau)}{|\cos \tau|}. \quad (20)$$

При этом для водорода использовалось следующее сечение ионизации [7, 8]:

$$\sigma_i = \left(\frac{R_H}{I}\right)^2 \left(\frac{u}{u+1}\right)^{3/2} \frac{c}{u+W} \quad \text{при } \mathcal{E} \leq z R_H, \quad (21)$$

$$\sigma_i = 4 \frac{R_H}{\mathcal{E}} \left(A_1 \rho_n \frac{\mathcal{E}}{R_H} + A_2 + A_3 + \frac{R_H}{I} \right) \quad \text{при } \mathcal{E} > z R_H.$$

Здесь σ_i - в единицах πa_0^2 , a_0 - первый боровский радиус, $u = (\mathcal{E}/I) - 1$, $R_H = 13,606$ эВ - энергия ионизации водорода (ридберг), число z выбирается из соображения максимального совпадения величины сечения ионизации для малых

$\xi < z R_y$) и больших ($\xi > z R_y$) энергий, $z = 10$. Константы: $\alpha = 9,3$, $W = 2,5$, $A_1 = 0,2834$, $A_2 = 1,2566$, $A_3 = -2,6294$. Для гелия при больших энергиях ($\xi > 25 R_y$) использовалась вторая из формул (21), где $A_1 = 0,489$, $A_2 = 0,714$, $A_3 = -5,519$, а для малых энергий $\xi < 25 R_y$ использовались численные значения ϵ_i , взятые из работы [9].

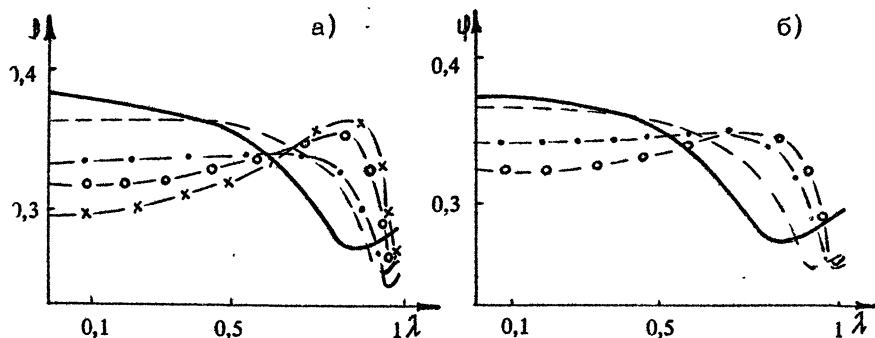


Рис. 1. Расчет функции $\psi(\lambda)$ для гелия (а) и водорода (б):

— $E_0 = 10^5$ В/см, --- $E_0 = 2 \cdot 10^5$ В/см,
 - · - $E_0 = 4 \cdot 10^5$ В/см, - o - $E_0 = 7 \cdot 10^5$ В/см,
 - x - $E_0 = 10^6$ В/см

На рис.1 представлены результаты расчетов функции $\psi(\lambda)$ для гелия (а) и водорода (б). Видно, что функция распределения $f(\lambda)$ отличается от функции равномерного распределения (3), причем при некоторых значениях λ , т.е. скорости электронов, это отличие достигает 20-40 %.

Перейдем теперь к вычислению постоянной развития лавины ионизации γ . Воспользуемся борновским приближением для сечения ионизации (4). При этом уравнение (16) примет вид

$$\psi(\tau) = \frac{N_{0n}}{\pi \gamma v_0} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\tau' \frac{\alpha \eta (|\sin \tau - \sin \tau'| - \lambda_i)}{|\sin \tau' - \sin \tau|} \eta \frac{|\sin \tau - \sin \tau'|}{\lambda_i} \psi(\tau'). \quad (22)$$

Приближенное решение этого уравнения $\psi(\tau) = \text{const}$ соответствует равномерному распределению электронов по начальным фазам (3). В этом приближении считается, что величина $\int_{-\pi/2}^{\pi/2} K(\tau, \tau') d\tau'$ фактически не зависит от τ . Для нахождения частоты ионизации необходимо зафиксировать произвольное значение τ . Выберем из соображений удобства $\tau = 0$. Тогда выражение для

собственного значения интегрального уравнения (22) в приближении равномерного распределения электронов по начальным фазам имеет вид

$$1 = \frac{N_{0n} \alpha}{2\pi v_0 \gamma} \int_{\lambda_i}^1 \frac{dy}{y \sqrt{1-y^2}} \ln \frac{y}{\lambda_i}. \quad (23)$$

При вычислении (23) будем искать явную формулу для γ с точностью до членов порядка λ_i^2 . Продифференцируем (23) по λ_i , после чего, интегрируя полученное выражение, найдем

$$\frac{2\pi \gamma v_0}{N_{0n}} = \alpha \left[\ln^2 \lambda_i^2 - 2 \ln 2 \ln \lambda_i + c_1 + \frac{\lambda_i^2}{4} + O(\lambda_i^4) \right]. \quad (24)$$

Раскладывая логарифм в выражении (24) в ряд по степеням λ_i , получим

$$\frac{d}{d\lambda_i} \left(\frac{2\pi v_0 \gamma}{N_{0n}} \right) = \frac{\alpha}{\lambda_i} \ln \frac{1 - \sqrt{1 - \lambda_i^2}}{1 + \sqrt{1 + \lambda_i^2}} \quad (25)$$

Проводя обратное интегрирование (25) по λ_i , получим искомое выражение для γ с точностью до константы интегрирования c_1 :

$$\frac{d}{d\lambda_i} \left(\frac{2\pi v_0 \gamma}{N_{0n}} \right) = \frac{\alpha}{\lambda_i} \left[\ln \lambda_i^2 - 2 \ln 2 + \frac{\lambda_i^2}{2} + O(\lambda_i^4) \right]. \quad (26)$$

Определим константу c_1 . Очевидно, что

$$c_1 = \lim_{\lambda_i \rightarrow 0} \left(\frac{2\pi v_0 \gamma}{\alpha N_{0n}} - \ln^2 \lambda_i + 2 \ln 2 \ln \lambda_i \right),$$

откуда нетрудно получить

$$c_1 = -\frac{1}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n+1)!!}{(2n+2)!!(n+1)^2} \approx 0,340. \quad (27)$$

Выбирая значения α и c_1 из условия наилучшего совпадения аппроксимационной кривой с зависимостью $\gamma(E_0/\omega_0)$, полученной при численном решении уравнения (16), находим

$$\gamma \approx A \cdot 10^{-8} n_0 \lambda_i \left[\ln^2 \lambda_i - 2 \ln 2 \ln \lambda_i + c_1 \right], \quad (28)$$

где для атомарного водорода $A_H = 2,43$, $c_{1H} = 0,395$, для гелия $A_{He} = 3,5$, $c_{1He} = -2,25$.

Определим значение $\lambda_{i \max}$, при котором значение γ максимально: $\lambda_{i \max} \approx 0,19$. Учитывая это, для водорода ($v_i \approx 2 \cdot 10^8$ см/с) находим

$$\gamma_{\max}^H = \gamma^H(\lambda_{i \max}) \approx 1,86 \cdot 10^{-8} N_{0n}. \quad (29)$$

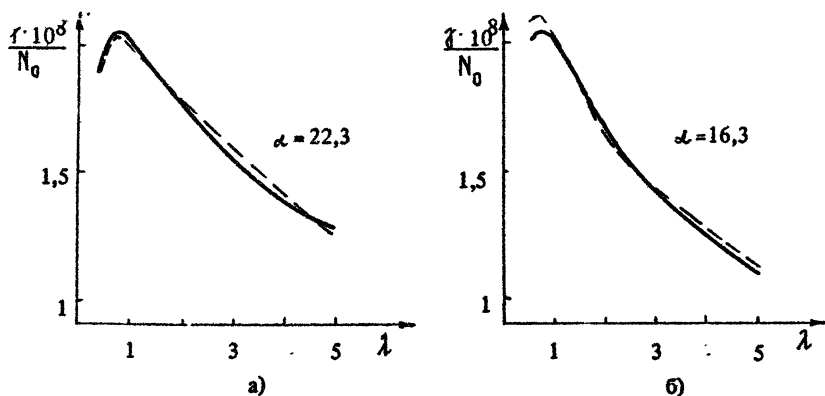


Рис. 2. Расчет функции $\gamma(\lambda)$ для гелия (а) и водорода (б)

Графики функций $\gamma(\lambda)$, рассчитанные по формуле (28) для Н и He, приведены на рис. 2 (пунктир), там же (сплошные линии) приведены значения $\gamma(\lambda)$, полученные из численного решения уравнения (16), т.е. с использованием реальной функции распределения электронов и более точных аппроксимационных формул для сечения ионизации водорода и гелия.

Аппроксимация (28) с точностью до нескольких процентов согласуется с результатами численных расчетов в области максимума кривой $\gamma(\lambda)$ и вплоть до $\lambda \approx 5$, т.е. $E_0 / \omega_0 \approx \approx 2,5 \cdot 10^6$ В/см·с. Следовательно, простая аппроксимационная формула (28) вполне пригодна для вычисления постоянной развития лавины ионизации γ при пробое газа в сверхсильном СВЧ-поле.

ДИСПЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ С РАВНОРАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ ПО НАЧАЛЬНЫМ ФАЗАМ

Настоящий раздел посвящен анализу задачи устойчивости плазмы СВЧ-пробоя газа в сверхсильной линейно поляризованной волне. При исследовании этой задачи будем считать плазму релаксационной и используем квазистационарное приближение, пренебрегая изменением концентрации заряженных частиц в процессе развития неустойчивости. Функцию распределения электронов плазмы по скоростям аппроксимируем функцией равнораспределения по начальным фазам движения в поле волны (3). Кроме того, считаем выполненными неравенства

$$\omega, \omega_{pi}, \omega_{pe} \ll \omega_0, \quad (30)$$

где ω_{pe}, ω_{pi} – электронная и ионная плазменные частоты, а ω – частота рассматриваемых колебаний. Условие (30) обусловлено тем, что наибольший интерес представляет изучение устойчивости плазмы, плотность которой много меньше критической. Анализ устойчивости начнем с распределения потенциальных колебаний, дисперсионное уравнение которых при наличии сильного внешнего СВЧ-поля, удовлетворяющего неравенствам (30), имеет вид [10]

$$1 + \delta\epsilon_e^p(\omega, \kappa) + \delta\epsilon_i^p(\omega, \kappa) + \left[1 - \gamma_0^2 \left(\frac{\kappa_{||} v_0}{\omega_0}\right)\right] \delta\epsilon_e^p(\omega, \kappa) \delta\epsilon_i^p(\omega, \kappa) = 0, \quad (31)$$

где $\delta\epsilon_{i,e}^p$ – парциальный вклад частиц сорта $\alpha = i, e$ в диэлектрическую проницаемость плазмы в осциллирующей системе координат, а $\kappa_{||} = (\vec{\kappa} \vec{E}_0) / E_0$.

В пренебрежении тепловым движением ионов в поле СВЧ-волны имеем

$$\delta\epsilon_i^p(\omega, \kappa) = -\frac{\omega_{Li}^2}{\omega^2}. \quad (32)$$

Несколько более громоздкие вычисления $\delta\epsilon_e^p(\omega, \kappa)$ приводят к следующему результату:

$$\delta\epsilon_e^p(\omega, \kappa) = \frac{4\pi e^2}{m\kappa^2} \int dV \frac{\vec{\kappa} \frac{d f_0 e}{d v}}{\omega - \vec{\kappa} \vec{v}} = -\frac{\omega_{pe}^2 S}{\omega^2 (1 - \kappa_{||}^2 v_0^2 / \omega^2)^{3/2}}, \quad (33)$$

где

$$S = \begin{cases} \text{sign Re } \omega \cdot \text{sign Im } \omega; & \\ 1, & \text{при Re } \omega = 0; \\ 1, & \text{при Im } \omega = 0, \quad \omega^2 > \kappa_{||}^2 v_0^2; \\ \text{sign } \omega, & \text{при Im } \omega = 0, \quad \omega^2 < \kappa_{||}^2 v_0^2. \end{cases} \quad (34)$$

Значение корня из комплексного числа выбирается следующим образом:

$$\sqrt{\rho e^{i\psi}} = \sqrt{\rho} e^{i\psi/2}, \quad 0 \leq \psi < 2\pi.$$

Определяемая формулой (33) функция $\delta\epsilon_e^p(\omega, \kappa)$ непрерывна на всей комплексной плоскости ω , за исключением части действительной оси $-\kappa_{||} v_0 \leq \omega \leq \kappa_{||} v_0$: при переходе на этом отрезке из верхней полуплоскости ω в нижнюю функция

$\delta \epsilon_e^p(\omega, k)$ меняет знак. Отметим важную особенность выражения (33): даже для вещественных значений ω^2 при $|k_{||} v_0| > |\omega|$ (фазовая скорость волны меньше v_0 – максимальной скорости электронов в осциллирующей системе координат) величина $\delta \epsilon_e^p(\omega, k)$ является чисто мнимой. Наличие явных мнимых членов в дисперсионном уравнении (3.1) заведомо приводит к наличию решений с $\text{Im } \omega \neq 0$.

Уравнение (3.1) определяет две ветви колебаний – высокочастотную ($\omega_1 \sim \omega_{pe}$) и низкочастотную ($\omega_2 \sim \omega_{pi}$), для которых соответственно получим

$$\omega_1^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2 \gamma_0^2 (k_{||} v_0 / \omega_0), \quad (35)$$

где

$$\omega_{pe}^2 = k_{||}^2 v_0^2 + \left(\frac{k_{||}^2 v_0^2 \omega_{pe}^4}{2} \right)^{1/3} \left(\sqrt[3]{1 + \sqrt{1 - \frac{4\omega_{pe}^2}{2\pi k_{||}^2 v_0^2}}} + \sqrt[3]{1 - \sqrt{1 - \frac{4\omega_{pe}^2}{2\pi k_{||}^2 v_0^2}}} \right) = \begin{cases} k_{||}^2 v_0^2 + (k_{||}^2 v_0^2 \omega_{pe}^4)^{1/3}, & \text{при } k_{||}^2 v_0^2 \gg \omega_{pe}^2, \\ \omega_{pe}^2 \left(1 + \frac{3}{2} \frac{k_{||}^2 v_0^2}{\omega_{pe}^2} \right), & \text{при } k_{||}^2 v_0^2 \ll \omega_{pe}^2; \end{cases} \quad (36)$$

$$\omega_2^2 = \begin{cases} \omega_{pi}^2 \left[1 + i \gamma_0^2 \left(\frac{k_{||} v_0}{\omega_0} \right) \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{pi}^2}{|k_{||} v_0|^3} \right], & \text{при } k_{||}^2 v_0^2 > \omega_{pe}^2, \\ |k_{||} v_0| (\pi/M)^{1/3} \text{erf}(\pm i\pi/6), & \text{при } k_{||}^2 v_0^2 < \omega_{pe}^2. \end{cases} \quad (37)$$

Высокочастотная ветвь колебаний устойчива, в то время как низкочастотная всегда неустойчива. Причиной неустойчивости является положительный наклон функции распределения (3), приводящий к черенковской раскачке ионных ленгмюровских колебаний осциллирующими электронами плазмы (вынужденное черенковское излучение).

Из вида функции распределения (3) следует, что наряду с потенциальными колебаниями неустойчивыми должны быть и чисто непотенциальные колебания. Эта неустойчивость вызывается анизотропией функции (3). Анализируя ее, ограничимся рассмотрением предела $k v_0 \gg \omega_0$, что позволяет пренебречь непосредственным влиянием внешнего СВЧ-поля на спектры колебаний и исходить из дисперсионного уравнения

$$\left| k^2 \delta_{ij} - k_i k_j - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{ij}(\omega, k) \right| = 0, \quad (38)$$

записанного в осциллирующей системе координат.

Анизотропная неустойчивость — чисто электронной природы. Поэтому, выбирая систему координат в виде $\vec{E}_0 \parallel Oz$, $\vec{k} = (\kappa_{\perp}, 0, \kappa_{\parallel})$, получаем

$$\epsilon_{ij}(\omega, \vec{k}) = \delta_{ij} + \frac{4\pi e^2}{m\omega^2} \int d\vec{V} \left[v_i \frac{df_{0e}}{dv_j} + v_i v_j \frac{\vec{k} \cdot \frac{df_{0e}}{d\vec{v}}}{\omega - \vec{k} \cdot \vec{v}} \right], \quad (39)$$

причем отличные от нуля компоненты $\epsilon_{ij}(\omega, \kappa)$ равны

$$\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2},$$

$$\epsilon_{13} = \epsilon_{31} = -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{\kappa_{\perp}}{\kappa_{\parallel}} \left(-1 + \frac{S}{\sqrt{1 - \kappa_{\parallel}^2 v_0^2 / \omega^2}} \right), \quad (40)$$

$$\epsilon_{33} = 1 - \frac{\kappa_{\perp}^2}{\kappa_{\parallel}^2} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{pe}^2}{\kappa_{\parallel}^2} \left(\frac{2\kappa_{\perp}^2}{\omega^2} + \frac{\kappa^2}{\omega^2 - \kappa_{\parallel}^2 v_0^2} \right) \frac{S}{\sqrt{1 - \kappa_{\parallel}^2 v_0^2 / \omega^2}}.$$

Приведем решение уравнения (38) для строго продольного ($\kappa_{\perp} = 0$), либо строго поперечного ($\kappa_{\parallel} = 0$) распространения волн. При $\kappa_{\perp} = 0$ это уравнение распадается на уравнение чисто поперечной волны, спектр которой вообще не зависит от напряженности СВЧ-поля, и на уравнение чисто продольной волны

$$1 - \frac{\omega_{pe}^2 S}{\omega^2 (1 - \kappa^2 v_0^2 / \omega^2)^{3/2}} = 0, \quad (41)$$

которое совпадает с исследованным выше в пределе $\omega_0 \ll \kappa v_0$ и при пренебрежении движением ионов.

Что касается чисто поперечного распространения ($\kappa_{\parallel} = 0$) то в этом пределе уравнение (38) распадается на три уравнения, два из которых (для продольной и одно для поперечных волн) вообще не содержат СВЧ-поля, а третье уравнение (для поперечной волны) имеет вид

$$\kappa^2 \Gamma^2 = \omega^2 \left[1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{\kappa^2 v_0^2}{2\omega^2} \right) \right]. \quad (42)$$

Решение этого биквадратного уравнения приближенно можно записать в виде

$$\omega_1^2 \approx k^2 c^2 + \omega_{pe}^2; \quad \omega_2^2 = -\frac{\omega_{pe}^2 k^2 v_0^2}{2(\omega_{pe}^2 + k^2 c^2)}. \quad (43)$$

Второй корень соответствует аperiodически нарастающим колебаниям. Неустойчивость эта обусловлена анизотропией функции распределения (3) и сопровождается возбуждением в плазме пробоя сильного спонтанного магнитного поля. Максимальный инкремент ее развития определяется соотношением

$$\omega_2^2 \approx -\omega_{pe}^2 \cdot \frac{v_0^2}{c^2}. \quad (44)$$

Таким образом, процесс СВЧ-пробоя газов в сверхсильных полях неустойчив по отношению к возбуждению как продольных электрических, так и поперечных магнитных полей. Первые возбуждаются вследствие положительного наклона функции распределения (3) по скоростям, а вторые из-за ее анизотропии. Очевидно, что полученные выше результаты справедливы, пока $|\omega| > \chi$. В этом смысле нам представляется более опасной чисто электронная анизотропная неустойчивость, которая развивается с очень большим инкрементом и будет проявляться, как только станет $\omega_{ue} \frac{v_0}{c} > \chi$. При давлениях $p_0 \leq 5$ Торр это неравенство выполняется уже при $N_e > 10^9$, $\rho_0^2 \sim 10^9 \div 10^{10}$ см⁻³. Нам представляется, что неустойчивость резко изменит характер развития СВЧ-пробоя.

Л и т е р а т у р а

1. Арутюнян С.Г., Рухадзе А.А. //Физика плазмы. 1979. Т.5, №3. С.702.
2. Арутюнян С.Г., Рухадзе А.А. //Кратк. сообщ. по физике. 1978. №9. С.12.
3. Игнатьев А.В., Рухадзе А.А. //Физика плазмы. 1983. Т.9, №6. С.1317.
4. Арутюнян С.Г., Игнатьев А.В., Рухадзе А.А. //Кратк. сообщ. по физике. 1980. №7. С.17.
5. Арутюнян С.Г., Игнатьев А.В., Рухадзе А.А. //Физика плазмы. 1981. Т.7, №3. С.604.
6. Справочная математическая библиотека. Интегральные уравнения. М.: Наука, 1968.
7. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. //Сечения возбуждения атомов и ионов электронами. М.: Наука, 1973.
8. Fim J.K., Inokuti M. //Physical Review. 1971. V.A3, N2. P.665.
9. Peach G. //Proc. Phys. Soc. 1965. V.85. P.709.
10. Силин В.П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М.: Наука, 1973.

НАНОСЕКУНДНЫЙ СВЧ-РАЗРЯД В ГАЗЕ

А. Л. Вихарев, О. А. Иванов, А. Н. Степанов

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе проводится обзор экспериментальных исследований разряда, создаваемого в газе СВЧ-излучением большой интенсивности и малой длительности. Такой разряд, в котором осцилляторная энергия электронов ϵ_{\sim} больше или порядка потенциала ионизации атомов I_i ($\epsilon_{\sim} \gtrsim I_i$), отличается целым рядом особенностей от СВЧ-разряда в полях умеренной интенсивности [1-3], где $\epsilon_{\sim} \ll \bar{\epsilon} < I_i$ ($\bar{\epsilon}$ - средняя энергия электронов). Так, при пробое газа интенсивными СВЧ-импульсами высокая скорость ионизации существенно изменяет пространственно-временную картину развития разряда. Это, в частности может выражаться в появлении дискретных, не сливающихся между собой очагов ионизации на каждом отдельном первичном электроде [4], в изменении кинематики волны пробоя [5]. В сильном СВЧ-поле зависимость сечений элементарных процессов от энергии электронов становится падающей. Вследствие этого могут наблюдаться интересные эффекты ионизационного самоканалирования излучения в плазме [6], несовпадения пространственного распределения электронной концентрации и светимости плазмы в неоднородном поле. В плазме такого разряда достигаются высокие плотности электронно-возбужденных частиц, поскольку основная часть поглощенной СВЧ-энергии идет на ионизацию и возбуждение электронных уровней атомов и молекул.

Таким образом, разряд, создаваемый СВЧ-излучением большой интенсивности, имеет целый ряд особенностей, связанных со спецификой сильных полей и наносекундной длитель-

ностью импульса *, которые стимулируют постановку и решение разнообразных задач в области физики газового разряда и лазерной техники. Успехи релятивистской СВЧ-электроники [7-9] не только открывают возможность широкого лабораторного исследования такого разряда, но и делают вполне реальной идею создания радиотражающего зеркала в атмосфере Земли [10-12] с помощью разряда в волновых пучках. Достаточно высокая энергетика СВЧ-импульсов, генерируемых релятивистскими СВЧ-генераторами, предоставляет уникальную возможность применения их для накачки эксимерных лазеров [13] и лазеров на электронных переходах атомов и молекул.

2. СХЕМЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В последнее время был выполнен ряд экспериментов [9,14,15] по пробое атмосферного воздуха при высоком уровне мощности от релятивистских генераторов. В этих работах СВЧ-пробой в газе применялся для диагностики источников интенсивных СВЧ-импульсов: генерируемого типа колебаний - по виду ионизованной области, выходной мощности - по пробойным характеристикам. Пробой газа происходил в фокальной области параболического зеркала, помещенного на некотором расстоянии от выходного окна генератора. Этот достаточно простой метод диагностики позволил по порядку величины оценить мощность генераторов. В то же время информация о структуре выходного излучения, полученная из интегральных фотографий ионизованной области, была, на наш взгляд, недостаточно надежна из-за высоких скоростей ионизации и сложной динамики разряда.

В других экспериментах [4,5,16] для исследования ионизации газа мощным СВЧ-излучением специально создавались экспериментальные условия с известным и простым пространственным распределением электрического поля.

В работе [4] источником СВЧ-мощности служил карсинотрон (релятивистская лампа обратной волны [17]). Излучение, генерируемое в трехсантиметровом диапазоне (длина волны $\lambda \approx 3$ см, длительность импульса $\tau_{\text{п}} = 10$ и 50 нс) в виде симметричной моды E_{01} круглого волновода, трансформировалось с помощью квазиоптического преобразователя в линейно

* Характерные длительности импульсов СВЧ-генераторов на релятивистских электронных пучках, обеспечивающих высокий уровень мощности, составляет 10 - 100 нс [7 - 9].

поляризованную волну с гауссовым распределением поля по поперечной координате. Исследования разряда в различных газах (гелии, аргоне, азоте) проводились в фокальной области сходящегося волнового пучка в безэховой вакуумной камере. Квази-гауссов пучок формировался полистироловой линзой, служившей одновременно входным окном в камеру.

В эксперименте [16] от релятивистского магнетрона СВЧ-излучение ($f = 2,9$ ГГц, мощность $P \approx 0,5$ ГВт, длительность импульса $\tau_{\text{им}} = 6$ нс) с помощью рупора вводилось в безэховую камеру и фокусировалось параболическим зеркалом. Пробой воздуха в диапазоне давлений $p = 0,4 - 150$ Торр исследовался в небольшой вакуумной камере, изготовленной из диэлектрика и помещенной в фокальной области волнового пучка.

Описанные блок-схемы являются традиционными, они использовались для изучения СВЧ-разряда и ранее [18-20].

3. ЧАСТОТА ИОНИЗАЦИИ ГАЗОВ В СИЛЬНОМ ПОЛЕ

3.1. Экспериментальные результаты

Определение частоты ионизации молекул и атомов электронным ударом ν_i , интегрально зависящей от функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ), является важной задачей физики газового разряда. В сильном поле измерения ν_i проводились в нескольких работах [4, 21, 22]. Остановимся подробнее на результатах, полученных в [4].

В эксперименте [4] в фокусе волнового пучка среднеквадратичное электрическое поле достигало значений $E = 10-15$ кВ/см, а энергия осцилляций электронов составляла $\epsilon_{\sim} = e^2 E^2 / m(\omega^2 + \nu^2) \approx 1-110$ эВ, где ν - частота столкновений электронов. Необходимый для возникновения пробоя начальный фон ионизации в камере обеспечивался либо непосредственно тормозным излучением релятивистского пучка генератора, либо ультрафиолетовым излучением искрового разрядника, располагавшегося внутри камеры на некотором расстоянии от области пробоя. Скорость ионизации газа определялась на основании измерений времени развития пробоя τ по отсечке прошедшего сигнала с калиброванного детектора [23], с помощью которого измерялись также абсолютные среднеквадратичные значения электрического поля E . Средняя ошибка измерений, определявшаяся колебаниями уровня мощности излучения в течение импульса и конечной длительностью фронтов включения и отсечки, составляла для величины E и τ соответственно 10-15 и 15-20%.

Частота ионизирующих соударений электронов ν_i (скорость ионизации), совпадающая ввиду незначительной роли потерь электронов в течение импульса с постоянной лавины в выражении для электронной концентрации* $N_e = N_{e0} \exp(\nu_i t)$, рассчитывалась по формуле

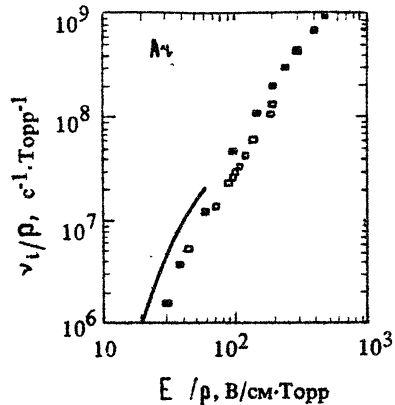
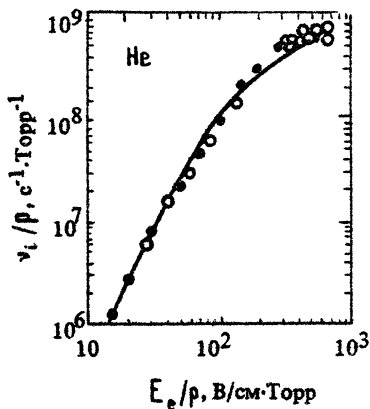
$$\nu_i = Q/\tau, \quad Q = \beta n (N_{em}/N_{e0}), \quad (1)$$

где N_{e0} , N_{em} — начальная и конечная концентрации электронов. Поскольку в условиях эксперимента заведомо выполнено условие $Q \gg 1$, точного знания отношения N_{em}/N_{e0} здесь не требуется; при разумных требованиях к точности определения ν_i допустимая неопределенность N_{em}/N_{e0} может составлять несколько порядков. В расчетах принималось $Q = 20$, что соответствует отношению концентраций 10^9 , близкому к обычно принимаемому при определении условий пробоя в 3-сантиметровом диапазоне длин волн [24], и приводит к совпадению получаемых результатов с известными результатами измерений ν_i в хорошо изученной области более слабых полей. Результирующая погрешность определения ν_i в области больших E за счет неточности измерений τ и неопределенности Q составляет при этом 30-40%.

Результаты измерений [4] представлены в виде графиков на рис. 1-4. Проведенные измерения охватывали широкую область давлений (от $\nu < \omega$ до $\nu > \omega$): давление гелия и аргона $p = 0,2-400$ Торр, давление азота $p = 0,2-200$ Торр. Для универсализации представления зависимости $\nu_i(p, E)$ в столь широкой области обычно используется плоскость параметров $(\nu_i/p; E_e/p = E/\rho \sqrt{\omega^2 + \nu^2})$. Основным вопросом при этом является выбор подходящей величины отношения ν/p , для некоторых газов зависящей от энергии электронов, т.е. от величины поля.

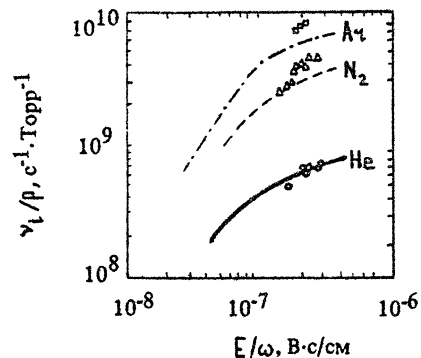
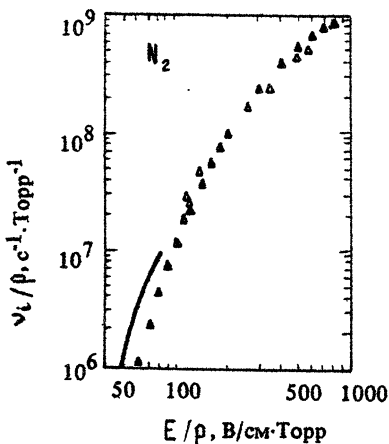
Для гелия на рис. 1 приведены результаты эксперимента [4], расчета [25], а также вычисления ν_i через первый коэффициент Таунсенда по данным [26]. При построении графика постоянное поле считалось равным эффективному E_e . В гелии сечение соударений слабо меняется с ростом энергии электронов, поэтому для нахождения E_e отношение ν/p полагалось равным $\nu/p = 2,4 \cdot 10^9$ (с⁻¹ Торр⁻¹) [1].

* Измерения ν_i при наносекундном пробое являются предпочтительными, потому что, например, при пробое импульсами микросекундной длительности [21] необходимо учитывать частоту потерь электронов, что увеличивает ошибку измерений ν_i .



Р и с. 1. Частота ионизации в гелии: \bullet – эксперимент [4], \circ – вычисления через первый коэффициент Таунсенда по данным [26], сплошная кривая – расчет [25]

Р и с. 2. Частота ионизации в аргоне: \circ – эксперимент [4], \blacksquare – вычисления через первый коэффициент Таунсенда по данным [27], кривая – результаты [24]



Р и с. 3. Частота ионизации в азоте: \blacktriangle – эксперимент [4], \blacktriangle – вычисления через первый коэффициент Таунсенда по данным [28], кривая – результаты [24]

Р и с. 4. Сравнение результатов измерений [4] (\square, Δ, \circ) для области $\nu < \omega$ с данными работы [21]

Для аргона и азота ввиду сложного хода сечения соударений и отсутствия данных об эффективной величине ν в области сильных полей экспериментальные данные приведены в области $\nu > \omega$, где $E_e = E$, на плоскости $(\nu_i / \rho; E/\rho)$ (см. рис. 2 и 3), а в области $\nu < \omega$, где значения ν/ρ не требуется, — на плоскости $(\nu_i / \rho; E/\omega)$ (см. рис. 4). На рис. 2 и 3 представлены также результаты измерений [24], выполненных в области более слабых полей (сплошная кривая). Здесь же приведены результаты вычисления частоты ионизации $\nu_i = \alpha v$ через первый коэффициент Таунсенда по данным [27, 28], где $v = eE/m\nu$ — дрейфовая скорость в постоянном поле. Для вычисления v отношение ν/ρ в аргоне принималось равным $\nu/\rho = 7 \cdot 10^9$ ($\text{с}^{-1} \text{Торр}^{-1}$) [29], а в азоте — $\nu/\rho = 5,3 \cdot 10^9 + 1,15 \cdot 10^7 (E/\rho)$ ($\text{с}^{-1} \text{Торр}^{-1}$) [30].

В работе [22] проведены измерения и выполнен расчет частоты ионизации в азоте. Эти данные представлены на рис. 5.

В отличие от описанных экспериментов в работе [21] проведены измерения ν_i только при частотах соударений электронов ν много меньших частоты поля ω . В сверхразмерном волноводе (волна типа H_{11} , $\omega = 10^{10} \text{с}^{-1}$, длительность импульса $\tau_u = 10$ мкс, давление газа $5 \cdot 10^{-4} - 10^{-3} \text{Торр}$) измерялось время нарастания электронной концентрации с уровня $N_{e0} \approx 10^9 \text{см}^{-3}$ до критической N_c . Начальная концентрация электронов создавалась при ионизации газа электронами, испускаемыми накаливаемой вольфрамовой нитью, натянутой поперек волновода. На рис. 4 результаты проведенных измерений [21] для трех газов сравниваются с соответствующими результатами работы [4].

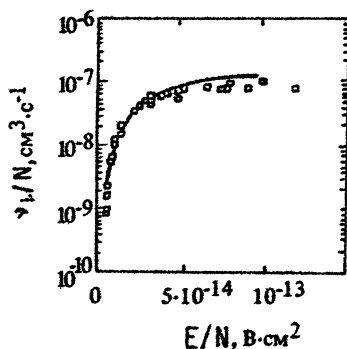


Рис. 5. Измерения (○) и расчет частоты ионизации в азоте, представленные в работе [22]

3.2. Расчеты коэффициентов ионизации

В развитых теориях газового пробоя [1, 29] для вычисления ν использовалось приближение малой анизотропии ФРЭ. В условиях $\epsilon_{\sim} \ll \bar{\epsilon} < I$; ионизация осуществляется быстрыми электронами, энергия которых существенно превосходит среднюю энергию электронов в плазме $\bar{\epsilon}$. Число таких быстрых электро-

нов невелико, соответственно невелика и частота ионизации. Поэтому процесс ионизации в этих условиях слабо влияет на вид функции распределения [31].

При увеличении напряженности электрического поля процесс ионизации начинает оказывать заметное влияние на вид функции распределения [31]. Расчетам ФРЭ и связанных с ней кинетических коэффициентов в области приведенных электрических полей $E/N \approx 10^{-15} - 10^{-14}$ В·см², где N — плотность газа, посвящен ряд работ [25, 31-34]. Эти расчеты отвечают условиям различных экспериментов: стационарного разряда, импульсного разряда Таунсенда, высокочастотного промбоя. При вычислениях учитывалось образование новых (вторичных) электронов в процессе ионизации и исследовано влияние вида распределения вторичных электронов по энергиям на получаемые результаты [32, 33].

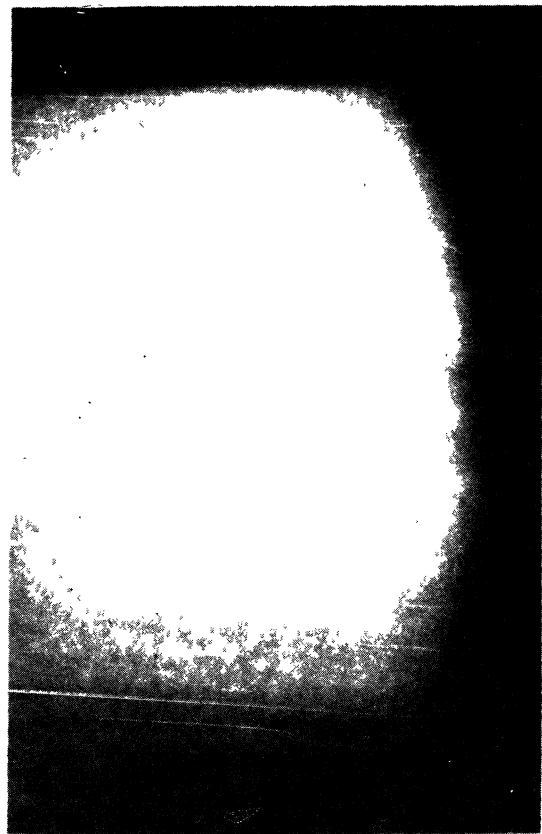
В еще более сильных полях средняя энергия электронов возрастает настолько, что становится порядка или больше энергии ионизации $\bar{\epsilon} \gtrsim I_i > \epsilon_{\sim}$. В этих условиях ионизационные потери становятся определяющими. Расчеты ФРЭ и частоты ионизации для переменных полей большей интенсивности выполнены в [12, 22, 31].

В сверхсильных полях энергия осцилляций электрона в поле волны больше потенциала ионизации атомов $\epsilon_{\sim} > I_i$. В этом случае ионизация производится непосредственно осциллирующими электронами и, как показано в работах [35], направленное движение электрона в поле волны оказывается наиболее существенным для ионизации.

Результаты расчетов частоты ионизации, выполненных в отмеченных работах, сравниваются с данными экспериментов на рис. 1-5. Данные расчета и эксперимента для He и N₂ достаточно хорошо согласуются в области полей от $E/N = 10^{-15}$ В·см² до $(2-4) \cdot 10^{-14}$ В·см². Измерения частоты ионизации в сверхсильных полях не проводились.

4. ДИНАМИКА И СТРУКТУРА РАЗРЯДА В ВОЛНОВОМ ПУЧКЕ

В работе [36] представлены экспериментальные результаты исследования динамики и структуры разряда в волновом пучке в поле порядка пробойного для непрерывного СВЧ-излучения, когда $\epsilon_{\sim} \ll \bar{\epsilon} < I_i$. Отличительные особенности разряда в волновом пучке в сильном СВЧ-поле проявляются благодаря высокой скорости ионизации и большой (по сравнению с потен-



Р и с. 6. Фоторазвертка свечения разряда в гелии при давлении $p = 30$ Торр

сиалом ионизации атомов) энергии осцилляторного движения электронов. В области больших энергий электронов зависимость кинетических коэффициентов (диссоциации, возбуждения электронных уровней, ионизации) от величины поля является слаборастущей или даже падающей. Это приводит к появлению ряда новых эффектов. В данном разделе эти эффекты будут рассмотрены.

4.1. Изменение кинематики волны пробоя

Динамика пробоя газа СВЧ-импульсами наносекундной длительности в квазигассовом волновом пучке [5] исследовалась по эволюции свечения плазмы методом скоростной фотохронографии. В экспериментах использовался фотозлектронный регистратор ФЭР-2М. На рис.6. приведена фоторазвертка свечения разряда в гелии при давлении $p=30$ Торр с использованием искрового разрядника для предварительной ионизации газа. Как видно на рисунке, после возникновения разряда граница области светимости распространялась в обе стороны от места начала пробоя со скоростью $v \sim (1.5) \cdot 10^{10}$ см/с. В эксперименте было обнаружено, что в области давлений, соответствующих минимуму кривой Пашена, начало разряда было смещено относительно фокальной плоскости в сторону падающего излучения.

Отмеченные особенности эволюции области пробоя могут быть проинтерпретированы следующим образом. В неоднородном поле волнового пучка развитие разряда осуществляется в виде волны пробоя [37]. Однако в сильных полях при высокой скорости ионизации на динамику пробоя начинает оказывать влияние конечное время распространения электромагнитного излучения через фокальную область пучка. Действительно, с учетом запаздывания излучения рост электронной концентрации во времени в различных сечениях пучка x определяется соотношением

$$N_e(x, t) = N_{e0} \exp[\nu_i(x)(t - x/c)]. \quad (2)$$

Координата x отсчитывается вдоль оси от фокальной плоскости пучка. Тогда время развития пробоя (возрастание электронной концентрации до величины порядка критической N_c) равно

$$\tau(x) = \ln(N_c/N_{e0}) \left(1 + \frac{x^2}{l_F^2}\right)^{1/2} / \nu_{if} + \frac{x}{c}, \quad (3)$$

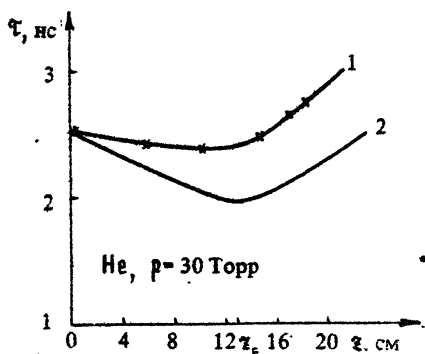


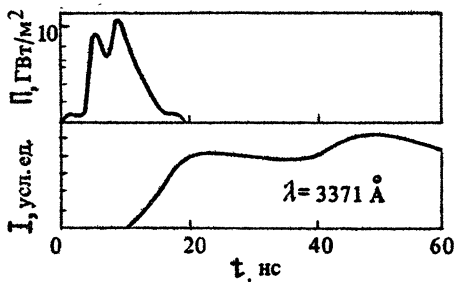
Рис. 7. Время развития пробоя: * — эксперимент [5] и расчет с учетом (кривая 1) и без учета (кривая 2) конечности скорости света в зависимости от координаты вдоль оси пучка

где ρ_F и $l_F = k\rho_F^2$ — поперечный и продольный размеры фокальной области, ν_{iF} — частота ионизации в фокусе пучка, $\beta = (d\nu_i/dE)E/\nu_i$. При высокой скорости ионизации второй член в правой части формулы (3) становится сравним с первым и оказывает влияние на время развития пробоя. На рис.7 приведены зависимости $\tau(z)$, полученные в эксперименте [5], и рассчитанные для гауссова пучка с учетом (по формуле (3), кривая 1) и без учета (кривая 2) конечности скорости света. Частота ионизации в гелии находилась из известной зависимости $\nu_i(E)$ (см.рис.1). Как видно из рис.7, рассмотренный эффект приводит к смещению начала развития разряда из фокуса в сторону падающего излучения.

4.2. Запаздывание оптической светимости разряда относительно СВЧ-импульса

В работе [16] было установлено, что при низких давлениях ($\nu < \omega$) интегральная (по объему) светимость наносекундного СВЧ-разряда, возникающего в фокальной области пучка, достигает максимального значения после окончания СВЧ-импульса (рис.8). Наблюдающаяся задержка светового импульса связывается с высокой температурой электронов в течение СВЧ-импульса, которая согласно проведенным расчетам достигает нескольких килоэлектронвольт [16]. Такая энергия электронов значительно превышает энергию, соответствующую максимуму сечения возбуждения электронных уровней, ответственных за излучение света ($\epsilon \sim 10-20$ эВ). Поэтому основное возбуждение молекул происходит после окончания СВЧ-импульса, когда энергия электронов существенно снизится.

Рис. 8. Осциллограммы СВЧ-импульса и интегральной светимости разряда в азоте при давлении $p = 0,5$ Торр, представленные в работе [16]



4.3. Несовпадение пространственных распределений светимости и электронной концентрации

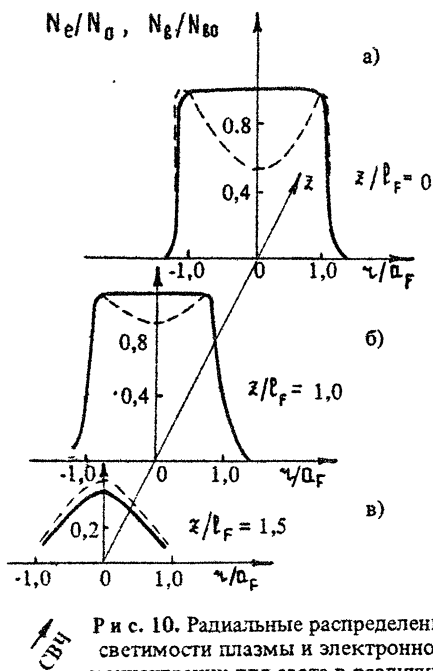
Различный характер зависимости сечений ионизации и возбуждения электронных уровней от энергии электронов в области $\epsilon = 20-100$ эВ (сечение ионизации растет, а сечение возбуждения уменьшается с ростом энергии) приводит к несовпадению пространственных распределений светимости и электронной концентрации в неоднородном поле. На рис.9 представлена интегральная фотография разряда в азоте при низком давлении $p = 0,5$ Торр и приведенном электрическом поле в фокусе пучка равном $E_e/N = 2 \cdot 10^{-13}$ В·см² ($E_e = E/\sqrt{\omega^2 + \nu^2}$ — эффективное поле). Из рисунка видно, что в области фокуса (отмеченном на фотографии) на оси пучка светимость плазмы ниже, чем на периферии. Образование такой структуры можно пояснить следующим образом.

При напряженности электрического поля в фокусе, близкой к пробной, электронная концентрация достигает критической величины в конце СВЧ-импульса. В этом случае можно считать, что рост электронной концентрации N_e и возбужденных молекул N_B в течение импульса происходит в заданном поле волнового пучка:

$$N_e(r, z, t) = N_{e0} \exp[\nu_i(r, z) t], \quad (4)$$

$$N_B(r, z, t) = \frac{\nu_B(r, z)}{\nu_i(r, z)} N_e(r, z, t), \quad (5)$$

где ν_B — частота возбуждения. В приближении заданного поля на рис.10 построены радиальные распределения N_e и N_B для азота в различных сечениях гауссова пучка. Величина приведен-



Р и с. 10. Радиальные распределения светимости плазмы и электронной концентрации для азота в различных сечениях гауссова пучка

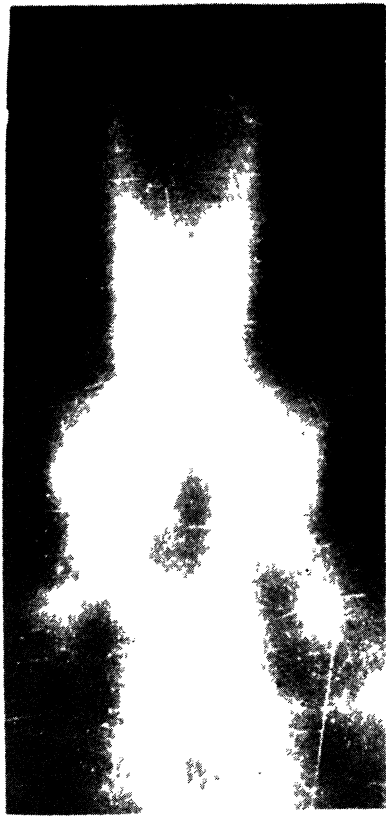
ного электрического поля на оси пучка в фокусе принималась равной $E_e/N = 5 \times 10^{-14}$ В·см², давление газа $p = 0,5$ Торр. Данные о зависимости частот ионизации и возбуждения от поля взяты из [34]. При указанных параметрах электронная концентрация максимальна в фокальной плоскости ($z = 0$) на оси пучка, а плотность возбужденных молекул и, следовательно, светимость плазмы достигают максимальных значений на периферии пучка. Таким образом, происходит "вытеснение" светимости плазмы на периферию пучка, где происходит более эффективное возбуждение электронных уровней молекул.

4.4. Дискретная структура разряда

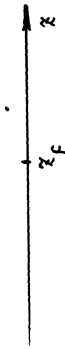
Благодаря высокой скорости ионизации газа в сильном поле проявляется еще одна особенность наносекундного СВЧ-разряда, а именно наблюдается многоочаговый пробой на отдельных затравочных электронах. В работе [4] было установлено, что структура разряда в области давлений $p = 0,2-400$ Торр существенно зависит от уровня начальной (предпробойной) концентрации электронов, определяемого природой стороннего ионизатора.

В отсутствие внешнего источника ультрафиолетового излучения в интегральной картине свечения разряда наблюдаются структуры двух типов (рис.11): 1) отдельные плазменные образования (плазмойды) с размерами $l < \lambda$, вытянутые вдоль электрического поля E и имеющие явную тенденцию группироваться вдоль некоторых прямых (наподобие треков частиц в искровой камере); 2) квазиоднородный слабосветящийся фон.

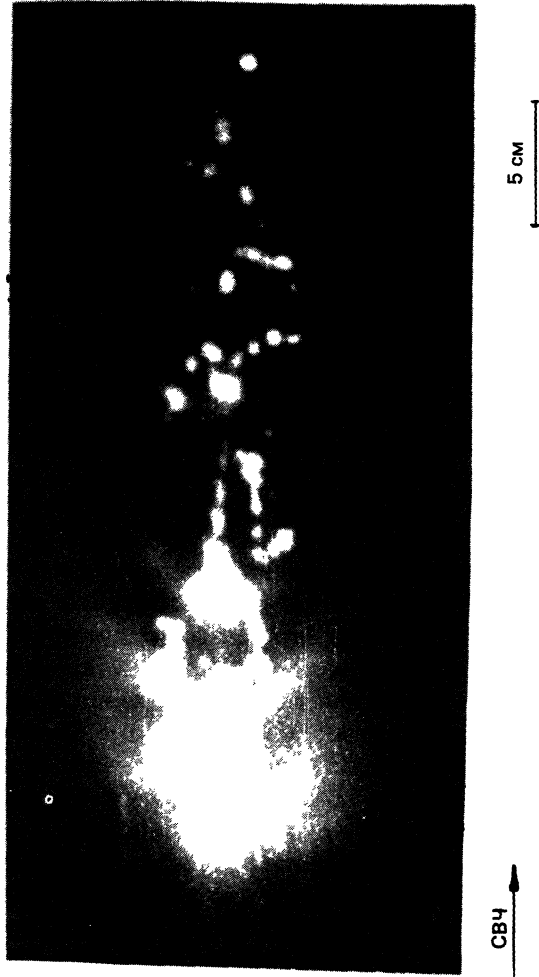
Наблюдаемая многоплазмойдная структура может быть объяснена дискретностью первичных очагов пробоя, образуемых



5 см



Р и с. 9. Фотография разряда в азоте при давлении $\rho = 0,5$ Торр
(время экспозиции $\tau_3 > \tau_{11}$)



Р и с. 11. Фотография разряда в гелии, $\rho = 50$ Торр. Вектор электрического поля перпендикулярен плоскости рисунка

вокруг каждого затравочного электрона и не успевающих слиться между собой из-за малой длительности высокочастотного импульса. Непосредственной причиной появления затравочных электронов в области пробоя является ионизация газа быстрыми комптоновскими электронами, порождаемыми, в свою очередь, тормозным излучением релятивистского электронного пучка в карсинотроне. Как показали прямые измерения уровня рентгеновского излучения в камере, в активном периоде генерации внутри нее существует поток γ - квантов (с энергией $\epsilon \lesssim 300$ кэВ), способный создать за время импульса порядка $10^{-3} \cdot \rho$ комптоновских электронов в 1 см^3 . Ионизационные треки на фотографиях разряда можно отождествить со следами пролета этих быстрых электронов через область пробоя, а расстояние между плазмоидами на треке - с длиной ионизации $l_i = 1 / \sigma_i N = 9 \cdot 10^{-5} \epsilon / \rho \ln \left(\frac{\epsilon}{I_i} \right)$. Здесь ϵ - энергия электронов (эВ), I_i - потенциал ионизации, ρ - давление (Торр), l_i - в сантиметрах, σ_i - сечение ионизации в борновском приближении, N - концентрация атомов. Это позволяет по наблюдаемым параметрам трека оценить энергию соответствующего комптоновского электрона. Например, по данным рис.11 ($\rho = 50$ Торр) в гелии находим $l_i \approx 2-10$ мм, $\epsilon \sim (1-2) \cdot 10^5$ эВ.

Наблюдаемое в эксперименте вытягивание плазмок вдоль вектора электрического поля может быть вызвано различными причинами: асимметрией разлета и диффузии рождающихся электронов в сильном высокочастотном поле, усилением поля в области плазменного резонанса (при $\omega < \omega_p$), усилением нормальной и ослаблением тангенциальной компонент поля на объектах с закритической плотностью,

Согласно изложенным представлениям дискретная многоочаговая структура разряда должна отсутствовать при достаточно высокой концентрации затравочных электронов, когда отдельные очаги ионизации либо вообще не возникают, либо быстро сливаются между собой. Действительно, при введении в камеру искрового разрядника, ультрафиолетовое излучение которого существенно повышало уровень электронной концентрации в области пробоя перед началом каждого импульса (по оценкам до величины $10^3 - 10^5 \text{ см}^{-3}$), свечение плазмы всегда было квазиоднородным (см. рис.9).

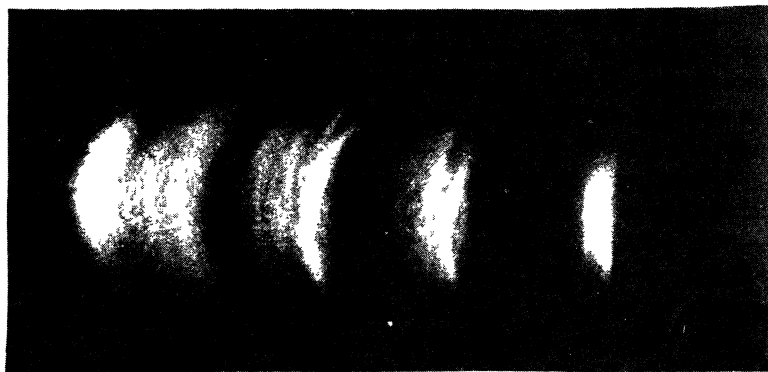
4.5. Особенности структуры разряда высокого давления

Структура наносекундного разряда в области высоких давлений (порядка атмосферного) исследовалась в работе [38]. Разряд зажигался в поле круговой или линейной поляризации в азоте ($p = 400-750$ Торр, $\tau_u = 50$ нс, напряженность поля в фокусе пучка $E \approx 60$ кВ/см). Оказалось, что при низкой концентрации затравочных электронов разряд в поле линейной поляризации состоял из отдельных плазмоидов, вытянутых вдоль электрического поля. Эта структура была связана (как и в эксперименте [4]) с дискретным распределением начальных электронов. Однако в разряде атмосферного давления среди этих плазмоидов появлялись отдельные тонкие нити, выделяющиеся своей яркостью свечения (рис.12,а). Исследования динамики развития разряда методом фотохронографии показали [38], что яркие нити возникали через несколько наносекунд после пробоя газа. Время свечения нитей после окончания СВЧ-импульса составляло ~ 1 мкс и примерно на порядок превышало длительность свечения остальной плазмы.

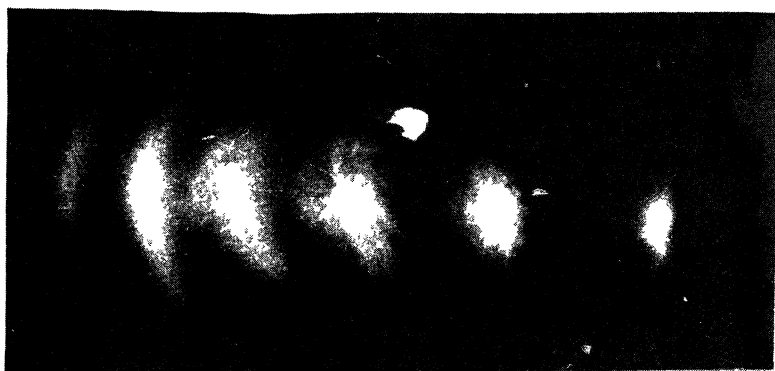
В поле круговой поляризации нитей не возникало (рис.12,б).

При зажигании разряда непосредственно у входного окна генератора тормозное излучение электронного пучка создавало значительный уровень предварительной ионизации (по оценкам из энергетики электронного пучка до плотности 10^6-10^7 см $^{-3}$). В этом случае ярких нитей не наблюдалось в поле ни с линейной, ни с круговой поляризацией.

Таким образом, возникновение нитевидной структуры происходило в разряде атмосферного давления за малое время (взрывным образом) в поле только линейной поляризации при наличии в плазме мелкомасштабных неоднородностей. Образование нитей можно связать, например, с развитием в разрядной плазме неустойчивости, обусловленной ступенчатой ионизацией электронно-возбужденных молекул [39]. Оценки для условий эксперимента показывают, что в азотной плазме накопление возбужденных частиц до плотности $10^{15}-10^{16}$ см $^{-3}$, при которой скорость ступенчатой ионизации [40] порядка скорости ионизации из основного электронного состояния, происходит за несколько наносекунд. Однако отсутствие ярких нитей в разряде, создаваемом полем круговой поляризации, свидетельствует о возможном и определяющем влиянии эффекта усиления поля на зарождение и вытягивание нити.



а)



СВЧ →

1 см

б)

Р и с. 12. Фотография разряда атмосферного давления в азоте.

Вектор \vec{E} — в плоскости рисунка

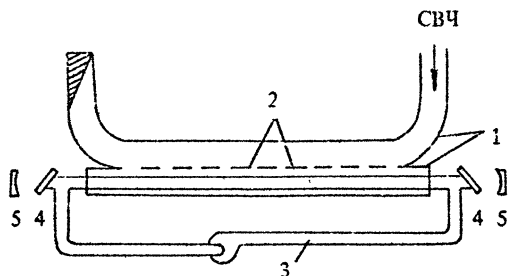
5. ВОЗБУЖДЕНИЕ ЭКСИМЕРНЫХ ЛАЗЕРОВ МОЩНЫМ СВЧ-РАЗРЯДОМ

В настоящее время имеются предложения и проведен ряд успешных экспериментов по возбуждению эксимерных лазеров с помощью мощного СВЧ-разряда [13, 41-45]. Как известно, эксимерные лазеры работают при давлениях лазерной смеси $p \approx 1-10$ атм и для их возбуждения требуются высокие удельные энергии накачки $W \approx 10^{-2}$ Дж/см³. Формирование мощного однородного СВЧ-разряда в газе атмосферного давления с плотностью электронов $N_e \approx 10^{14}-10^{15}$ см⁻³ (а только при таких электронных концентрациях достигаются пороговые значения инверсии за время порядка характерной длительности лазерного излучения $\tau_A \sim 10^{-8}-10^{-7}$ с) представляет серьезную проблему. К настоящему времени известна удачная конструкция лазера [41,42], на основе которой проведены эксперименты по возбуждению различных эксимерных лазеров как с помощью импульсного магнетрона [42-44], так и с помощью релятивистского СВЧ-генератора [13]. Блок-схема лазера, взятая из работы [44], приведена на рис.13. В таком устройстве при возбуждении СВЧ-излучением трехсантиметрового диапазона ($P \approx 1$ МВт, $\tau_u = 3$ мкс) получена сравнительно большая длительность излучения Хе I₂-лазера $\tau_A \approx 200$ нс при КПД 0,1% [44]. При использовании релятивистского СВЧ-генератора ($P \approx 320$ МВт, $\lambda \approx 10$ см, $\tau_u = 30$ нс) в эксперименте [13] были достигнуты удельные мощности накачки порядка 10^5 Вт/см³ при длительности лазерного излучения $\tau_A \approx 30$ нс и КПД $\sim 0,5\%$, при возбуждении разряда в трубке, расположенной вдоль сужающегося прямоугольного волновода, получены [45] более высокие удельные мощности накачки (10^6 Вт/см³) и КПД генерации Хе I₂-лазера равный 5,3%.

Приведенные примеры свидетельствуют о том, что накачка эксимерных лазеров с помощью СВЧ-разряда является конкурентно-способной традиционным способам накачки электронным пучком и электрическим разрядом. Перспективность предлагаемого способа накачки обусловлена технологичностью транспортировки СВЧ-энергии и ее ввода в лазерное устройство, эффективностью поглощения электромагнитной энергии в плазме разряда, отсутствием неустойчивостей плазмы, инициируемых электродами в электроразрядных лазерах, длительным сохранением чистоты лазерной смеси из-за отсутствия электродов, простотой создания протяженного однородного разряда, достижением весьма высоких удельных мощностей накачки ($10^5 - 10^6$ Вт/см³).

Рис. 13. Блок-схема лазера, взятая из работы [44]:

1 – волновод, 2 – отверстия связи, 3 – трубка с прокачкой, 4 – брьюстеровские окна, 5 – лазерные зеркала



При СВЧ-накачке эксимерных лазеров и лазеров на электронных переходах атомов и молекул перспективным представляется использование релятивистских СВЧ-генераторов. В СВЧ-разряде, создаваемом такими приборами, достигающиеся большие электронные концентрации (порядка критической для круговой частоты высокочастотного поля $N_c = m(\omega^2 + \nu^2)/4\pi e^2$) и высокие значения приведенного электрического поля E_e/N (где $E_e = E\nu/\sqrt{\omega^2 + \nu^2}$ – эффективное электрическое поле, N – плотность газа), а следовательно электронной температуры, обеспечивают высокую скорость накачки и эффективное возбуждение электронных уровней. При накачке релятивистскими СВЧ-генераторами отпадает необходимость в специальных устройствах для предьонизации газовой среды, поскольку тормозное излучение релятивистского электронного пучка генератора используется для создания начальной концентрации электронов, обеспечивая тем самым однородность СВЧ-разряда.

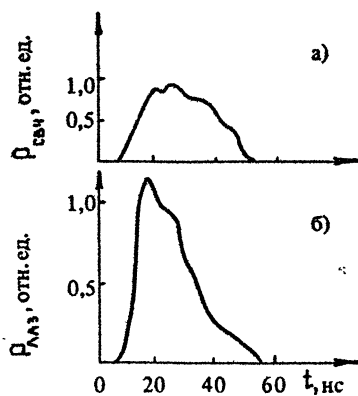
Успехи релятивистской СВЧ-электроники [7-9] в значительной мере достигнуты благодаря переходу к сверхразмерным многомодовым электродинамическим системам. Вывод энергии из таких приборов обычно осуществлялся в виде волнового пучка. В работе [46] был рассмотрен один из вариантов использования СВЧ-энергии таких генераторов для накачки азотного лазера.

Источником СВЧ-излучения служил релятивистский генератор трехсантиметрового диапазона типа резонансной ЛБВ [47]. Излучение через выходное окно генератора направлялось на кварцевую трубку длиной 80 см с внутренним диаметром 20 мм, наполненную азотом высокой чистоты. Трубка имела кварцевые окна, расположенные к оси под углом Брюстера. Давление азота менялось от 30 до 100 Торр. Оптический резонатор длиной 90 см состоял из плоского алюминиевого зеркала и плоскопараллельной кварцевой пластинки. Контроль лазерного излучения осуществлялся с помощью оптических ослабителей и фотозлектрического преобразователя ФК-19, калибров-

ка которых проводилась азотным лазером ЛГИ-21 с помощью измерителя энергии лазерного излучения ИМО-2Н.

Лазерная генерация была поручена на электронных переходах $\epsilon^3\Pi_u - \delta^3\Pi_g$ второй положительной системы азота (переход $O-O$, $\lambda = 337,1$ нм). На рис.14 приведены осциллограммы СВЧ-импульса и импульса лазерной генерации при давлении азота $p = 100$ Торр. Длительность лазерного импульса ($\tau_{\lambda} \approx 30$ нс) не зависела от давления газа и практически совпадала с длительностью СВЧ-импульса. Этот результат показывает отличие возбуждения СВЧ-разрядом от накачки электрическим разрядом, для которого характерно уменьшение длительности генерации с ростом давления [48].

Импульсная мощность лазерной генерации составляла (60-70) кВт и практически не менялась во всем диапазоне исследуемых давлений. Пространственное распределение интенсивности излучения по сечению трубки имело вид кольца с внешним радиусом равным радиусу трубки и толщиной 3-6 мм. Эффективность накачки (определяемая как отношение мощности лазерной генерации к мощности падающего СВЧ-импульса) составляла $10^{-4} - 10^{-3}$. Для азотного лазера, возбуждаемого таким разрядом, удельный энергозъем составлял 0,5 - 1 Дж/атм·л.



Р и с. 14. Осциллограммы СВЧ-импульса и импульса лазерной генерации при давлении азота $p = 100$ Торр

Л и т е р а т у р а

1. Мак-Доналд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. М.: Мир, 1969.
2. Батанов Г.М., Грицинин С.И., Косый И.А. и др. //Труды ФИАН. М.: Наука, 1985. Т.160. С.174.
3. Вихарев А.Л., Гильденбург В.Б., Голубев С.В. и др. //ЖЭТФ. 1988. Т.94, №4. С.136.
4. Вихарев А.Л., Гильденбург В.Б., Иванов О.А. и др. //Физика плазмы. 1986. Т.12, №12. С.1503.
5. Вихарев А.Л., Гильденбург В.Б., Денисов В.П. и др. //Тез. докл. 4-й всесоюз. конф.: Взаимодействие электромагнитных излучений с плазмой. Ташкент, ФАН, 1985. С.102.
6. Богомолов Я.Л., Лирин С.Ф., Семенов В.Е., Сергеев А.М. //Письма в ЖЭТФ. 1987. Т.45, №11. С.532.

7. Гапонов-Грехов А.В., Петелин М.И. //Вестн. АН СССР. 1979. №4. С.11.
8. Белоусов В.И., Букиин Б.В., Гапонов-Грехов А.В. и др. //Письма в ЖТФ. 1979. Т.4, №23. С.1443.
9. Братман В.Л., Губалов В.П., Денисов Г.Г. и др. //Письма в ЖТФ. 1988. Т.14, №1. С.9.
10. Гуревич А.В. //УФН. 1980. Т.132, №4. С.685.
11. Гильденбург В.Б., Гуревич А.В., Литвак А.Г. //Эффекты искусственного воздействия мощным радиоизлучением на ионосферу Земли /ИЗМИРАН. М., 1983. С.89.
12. Борисов Н.Д., Гуревич А.В., Милих Г.М. Искусственная ионизированная область в атмосфере /ИЗМИРАН. М., 1986.
13. Диденко А.Н., Петров В.М., Слинько В.Н. и др. //Письма в ЖТФ. 1986. Т.12, №20. С.1245.
14. Быков Н.М., Губанов В.П., Гунин А.В. и др. //Релятивистская высокочастотная электроника /ИПФ АН СССР. Горький, 1987. Вып.5. С.101.
15. Gold S.H., Flisfet A.W., Manheimer W.M., Cowan M.C., Black W.M., Lee R.C., Granatstein V.L., Kinkead A.K., Hardesty D.L., Sucky M. //Phys. Fluids. 1987. V.30, N7. P.2226.
16. Armstrong W.T., Roussel-Dupre R.A., Karl R., Buchwald M.I., Graham G. //Proc. 18 Intern. conf. on phenomena in ionized gases. Swansea, 1987. Pt.4. P.850.
17. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д. и др. //Письма в ЖЭТФ. 1973. Т.18, №4. С.232.
18. Лунан Ю.А. //ЖТФ. 1976. Т.46, №11. С.2321.
19. Scharfman W., Jaylor W., Morita T. //IEEE Trans. 1964. V.AP-12. P.709.
20. Гуревич А.В., Карфидов Д.М., Лукина Н.А., Сергейчев К.Ф. //Геомagnetизм и аэрoнoмия. 1980. Т.20, №5. С.953.
21. Карфидов Д.М. //Физика плазмы. 1979. Т.5, №4. С.929.
22. Pitchford L.C., Li Y.M., Hays G.N., Gerardo J.B., Verdeyen J.T. //Proc. 18 Intern. conf. on phenomena in ionized gases. Swansea, 1987. Pt.1. P.80.
23. Райзер М.Д., Цонн Л.Э. //Радиотехника и электроника. 1975. Т.20, №8. С.1691.
24. Scharfman W., Morita T. //J. Appl. Phys. 1964. V.35, N7. P.2016.
25. Мороз П.Е. //Физика плазмы. 1979. Т.5, №5. С.1128.
26. Charin L.M., Rork G.D. //Phys. Rev. 1964. V.133A, N4. P.1005.
27. Abdulla R.R., Dutton J., Williams A.W. //Proc. 15 Intern. conf. on phenomena in ionized gases. Minsk, 1981. Pt.1. P.367.
28. Haydon S.C., Williams O.M. //J. Phys.: Appl. Phys. 1976. V.9. P.523.
29. Райзер Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980.
30. Felsenthal P. //J. Appl. Phys. 1966. V.37, N12. P.4557.
31. Гуревич А.В. //Геомagnetизм и аэрoнoмия. 1979. Т.19, №4. С.633.
32. Дятко Н.А., Кочетов И.В., Нанартович А.П., Таран А.Ф. //ТВТ. 1984. Т.22, №6. С.1048; Препринт ИАЭ-3842/12. М., 1983.
33. Yoshida S., Phelps A.V., Pitchford L.C. //Phys. Rev. 1983. V.27A, N6. P.2858.
34. Phelps A.V., Pitchford L.C. //Phys. Rev. 1985. V.31A, N5. P.2932.
35. Арутюнян С.Г., Рухадзе А.А. //Физика плазмы. 1979. Т.5, №3. С.702; Кратк. сообщ. по физике /ФИАН. 1978. №9. С.12.
36. Вихарев А.Л., Гильденбург В.Б., Ким А.В. и др. //Наст. сборник. С. 41.
37. Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
38. Богатов Н.А., Бриженев М.П., Вихарев А.Л. и др. //Всесоюзное совещание "Высокочастотный разряд в волновых полях": Аннотации докл. Горький, ИПФ АН СССР, 1987. С.35.
39. Велихов Е.П., Ковалев А.С., Рахимов А.Т. Физические явления в газоразрядной плазме. М.: Наука, 1987.
40. Александров Н.Л., Кончаков А.М., Сон Э.Е. //Физика плазмы. 1978. Т.4, №1. С.169.
41. Waynant R.W., Epp L., Christensen C.P. Пат. 4513421, США. Заявл. 17.06.1985. №745570. Оpubл. 30.12.86. МКИ Н 01 S 3/097, НКП 372/83.

42. *Waynant R.W., Christensen C.P.* //J. Opt. Soc. of America. 1981. V.71, N12. P.1606.
43. *Mendelsohn A.J., Normandin R., Harris S.E., Joung J.F.* //Appl. Phys. Lett. 1981. V.38, N8. P.603.
44. *Joung J.F., Harris S.E., Wisoff P.J.K., Mendelsohn A.J.* //Laser focus. 1982. V.18, N4. P.63.
45. *Слико В.Н., Сулакшин А.С., Сулакшин С.С.* //Квант. электроника. 1988. Т.15, №2. С.292.
46. *Бабин А.А., Вихарев А.Л., Гинцбург В.А. и др.* //Тез. докл. 7-й Всесоюз. симпоз. по сильночастотной электронике. Новосибирск, 1988.
47. *Абубакиров Э.Б., Гинцбург В.А., Зайцев Н.И. и др.* //Тез. докл. 7-й Всесоюз. симпоз. по сильноточной электронике. Новосибирск, 1988.
48. *Ражев А.М., Телегин Г.Г.* //Зарубежная радиоэлектроника. 1978. №3. С.76.

КОНКУРЕНЦИЯ РЕЖИМОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕРХЗВУКОВОГО РАЗРЯДА ПО ЛАЗЕРНОМУ ЛУЧУ

В. И. Фишер

В литературе обсуждаются пять сверхзвуковых режимов распространения оптических разрядов: режим световой детонации, волна пробоя, радиационный и теплопроводностный режимы, быстрая волна ионизации. Все режимы, кроме теплопроводностного, наблюдались экспериментально. Каждый режим соответствует определенному механизму переноса фронта ионизации и характеризуется индивидуальными закономерностями распространения разрядов, например, определенным видом зависимости, связывающей скорость фронта ионизации v с интенсивностью лазерного излучения q_0 , начальным давлением газа p_0 и радиусом луча R . В каждом конкретном эксперименте наблюдается один из режимов или переход разряда с одного режима на другой. Возможность реализации каждого режима определяется эффективностью соответствующего механизма переноса, точнее — скоростью перемещения фронта ионизации, которую этот механизм может обеспечить в рассматриваемых условиях [1]. Конкуренция механизмов переноса приводит к реализации того режима, которому в данных условиях соответствует большая скорость.

Вычисляя и сравнивая скорости, которые мог бы иметь разряд в каждом из пяти режимов, можно определить истинный режим распространения для различных условий эксперимента или определить для каждого режима его область существования (в переменных q_0 , p_0 , R , ω). Остановимся кратко на описании механизмов сверхзвукового переноса фронта ионизации и обсудим основные закономерности, свойственные каждому режиму распространения разрядов.

СВЕТОВАЯ ДЕТОНАЦИЯ

Первой идеей о возможном механизме переноса фронта ионизации в оптических разрядах была идея о детонации тонкого слоя плазмы, поглощающего интенсивное лазерное излучение [2]. Нагреваясь со скоростью порядка 10^{11} эВ/с, поглощающий слой плазмы резко расширяется, порождая сильную ударную волну. Ударная волна ионизирует прилегающие слои холодного газа, и зона поглощения лазерного излучения смещается. В целом светодетонационная (СД) волна представляет собой весьма сложную структуру, состоящую из последовательности зон: зона предыонизации и прогрева газа перед ударным разрывом, вязкий скачок уплотнения, зона ионизации газа и поглощения лазерного излучения, зона установления равновесных параметров. Границы зон часто условные, но сущность явления состоит в совместном, самосогласованном движении сильной ударной волны и зоны поглощения лазерного излучения. Ударная волна ионизирует газ, превращая его в поглощающую среду, а поглощающая среда "детонирует" от резкого нагревания и продвигает ударную волну в новые слои газа.

Ю.П. Райзер получил явное выражение для скорости фронта в режиме световой детонации [3]:

$$v_s = [(\gamma^2 - 1) 2 q_0 \rho_0^{-1}]^{1/3}. \quad (1)$$

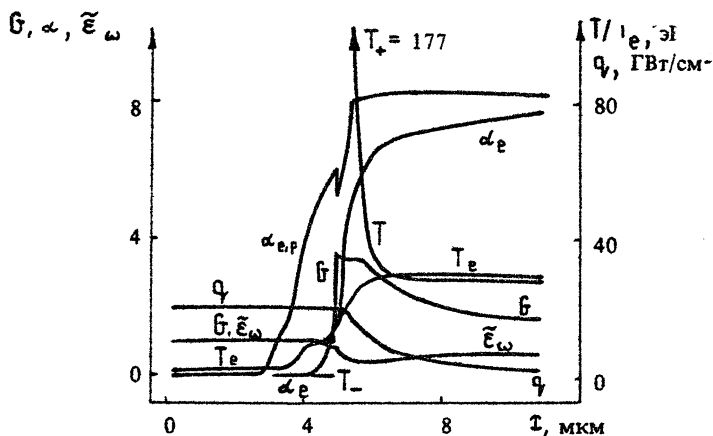
Это соотношение получено для идеального газа с постоянной теплоемкостью. Расчеты [4], выполненные без предположения о постоянстве показателя адиабаты γ , показали, что погрешность формулы (1) не превышает 25%. Здесь ρ_0 — начальная плотность газа.

При начальном давлении газа порядка атмосферного и выше все изменение термодинамических параметров газа во фронте СД-волны происходит за наносекунды. Интенсивность лазерного излучения в оптических разрядах обычно изменяется значительно медленнее, поэтому скорость и структура фронта успевают подстраиваться под мгновенную интенсивность лазерного излучения, т.е. СД-режим распространения разрядов, как правило, стационарен.

Для проверки этого утверждения П.П. Пашинин и Э.Д. Эллок промодулировали гладкий лазерный импульс $q_0(t)$ синусоидой с периодом 5 нс. Скоростная фоторегистрация показала колебания скорости фронта $v_s(t)$ с тем же периодом.

В общем случае исследование закономерностей распространения сверхзвуковых разрядов и изучение структуры фронтов

требует совместного интегрирования уравнений двухтемпературной гидродинамики и кинетики ионизации для плазмы, поглощающей лазерное излучение [4,5]. Отметим, что для всех сверхзвуковых режимов характерна неравновесность ионизации и сильное различие в температурах электронной и ионно-атомной подсистем. В качестве примера на рис.1 показана структура



Р и с. 1. Структура фронта СД-волны в аргоне. $n_{\alpha,0} = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.
Неодимовый лазер, $q_0 = 20 \text{ ГВт/см}^2$

ра СД-волны в аргоне [4]. Начальное давление газа $p_0 = 1 \text{ атм}$ интенсивность излучения неодимового лазера ($\lambda = 1,06 \text{ мкм}$) $q_0 = 20 \text{ ГВт/см}^2$. Линиями G , T , T_e , α_e , $\alpha_{e,p}$, q , $\tilde{\epsilon}_\omega$ на рисунке показаны профили относительного сжатия $G = p/p_0$, температуры ионно-атомной (T) и электронной (T_e) подсистем, истинная (α_e) и локально-равновесная степени ионизации плазмы, интенсивность лазерного излучения q и диэлектрическая проницаемость плазмы на частоте лазерного излучения $\tilde{\epsilon}_\omega$. Значения T_- и T_+ представляют собой температуру ионов до и после ударного разрыва. Общий анализ световой детонации, включая закономерности перестройки фронта при изменении интенсивности лазерного излучения, содержится в работах [1 - 5].

БЫСТРАЯ ВОЛНА ИОНИЗАЦИИ

Режим световой детонации характеризуется слабой зависимостью скорости фронта от интенсивности лазерного излуече-

ния: $v_s \sim q_0^{1/3}$ (1). В отличие от световой детонации режим быстрой волны (БВИ) характеризуется сильной зависимостью

$$v_f \sim q_0^a, \quad a > 1. \quad (2)$$

Рассмотрим механизм переноса фронта ионизации в этом режиме [6-8]. Интенсивность лазерного излучения, питающего разряд, значительно ниже порога оптического пробоя газа q^* , поэтому разряд в экспериментах поджигается импульсом вспомогательного лазера на пересечении лучей [9,10], либо луч направляется на графитовую поверхность, и разряд начинается от искры на поверхности [11-13]. Жесткая часть теплового излучения искры ($\hbar\omega > I_1$) создает слабый ионизационный ореол в окружающем газе [14,15]. Если интенсивность лазерного излучения достаточно велика, то электроны ореола, оказавшиеся в пределах лазерного луча, дают начало электронной лавине:

$$n_e(x,t) = n_{e0}(x) \exp \left\{ \nu_{ea}^e [q_0] t \right\}. \quad (3)$$

Здесь I_1 - потенциал ионизации атома; n_e - концентрация свободных электронов; $n_{e0}(x)$ - убывающий вдоль лазерного луча профиль электронной концентрации, созданный жестким излучением поджигающей искры. Координата x отсчитывается от границы искры навстречу лазерному излучению; $\nu_{ea}^e(q_0)$ - частота ионизации атомов (молекул) электронным ударом. Постоянство инкремента ν_{ea}^e в выражении (3) приводит к тому, что экспоненциальный рост электронной концентрации в каждой точке лазерного луча $n_e(x) \sim \exp(\nu_{ea}^e t)$ не нарушает монотонного убывания профиля $n_e(x,t)$ вдоль x .

Рост электронной концентрации, сохраняющий монотонность профиля $n_e(x)$, проявляется в виде волны ионизации, распространяющейся вдоль луча. В общем случае функция $n_e(x,t)$ является решением уравнения диффузии, записанного с учетом лавинной ионизации, фотоионизации атомов излучением плазмы и рекомбинации. Однако и в общем случае динамика профиля $n_e(x,t)$ представляет собой волну ионизации, питаемую лазерным излучением. Скорость фронта ионизации зависит от интенсивности лазерного излучения и может существенно превышать скорость СД-волны. Сверхдетонационное (опережающее СД-волну) движение фронта лавинной ионизации, запускаемое жестким излучением плазмы, получило название быстрой волны ионизации [6,9]. В этом режиме распространения излучение плазмы создает профиль слабой (затравочной) ионизации газа, а лазерное излучение обеспечивает энергетику (питание) лави-

ны, поддерживая высокую частоту размножения электронов $\nu_{ea}^e (Q_0)$.

Минимальную интенсивность лазерного излучения, соответствующую появлению быстрых волн, можно представить в виде [8]

$$Q_f = \frac{mc(\omega^2 + \nu_c^2)}{4\pi e^2} \left[\nu_c^{-1} \left(T_{e0} + \frac{3}{2} T_{e0} \right) \left(\frac{2}{\tau_L} + \frac{D_e}{L_D^2} \right) + \frac{3m}{M} T_{e0} \right]. \quad (4)$$

Эта величина представляет собой порог режима для конкретных условий эксперимента. Здесь m и M — массы электрона и атома, ν_c — частота упругих столкновений электрона с атомами при $n_a \gg n_i$; τ_L — длительность лазерного импульса, D_e — коэффициент свободной диффузии электронов, L_D — диффузионная длина, $L_D = R/2,4$ [1, с. 48]; T_{e0} — температура электронов в лавине. Зависимость температуры T_{e0} от интенсивности излучения $[O_2]$ -лазера ($\lambda = 10,6$ мкм) показана на рис. 2 для аргона и ксенона, здесь же показана частота ионизации атомов электронным ударом $\nu_{ea}^e = n_a \langle \sigma_{ea}^e v_e \rangle$, включающая и ионизацию через возбужденные уровни: $\sigma_{ea}^e \equiv \sigma_{ea}^i + \sigma_{ea}^*$. Оценки показывают, что в типичном случае время ионизации возбужденного атома можно считать малым

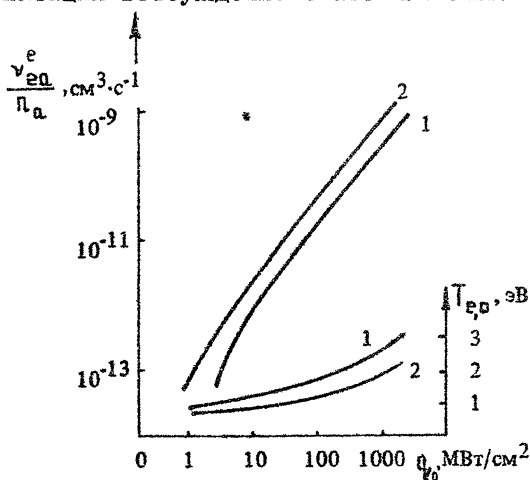


Рис. 2. Зависимость температуры электронов в ореоле разряда и частоты неупругих столкновений электрона с атомами (на 1 атом) от интенсивности излучения CO_2 -лазера:
1 — аргон, 2 — ксенон

по сравнению с $(\nu_{\text{ра}}^*)^{-1}$, где $\nu_{\text{ра}}^* = n_{\text{ра}} \langle \sigma_{\text{ра}}^* v_e \rangle$. Для исключения зависимости от начального давления на рисунке показано отношение $\nu_{\text{ра}}^* / n_{\text{ра}}$. Отметим, что порог появления быстрых волн в экспериментах [9,11] хорошо согласуется с выражением 4).

Если интенсивность лазерного излучения превышает порог возникновения быстрой ионизационной волны, фронт разряда начинает движение вдоль лазерного луча, отрываясь от поджигающей искры. Скорость фронта в начале пути может значительно отличаться от скорости установившегося распространения разряда, поскольку в начале пути фронт перемещается по газу, предьонизованному излучением поджигающей искры, а при значительном удалении от искры предьонизация газа обусловлена излучением собственной плазмы разряда. Спектральные интенсивности излучения искры и излучения разряда существенно различны (так как различаются температуры, степени ионизации и размеры светящихся объемов), поэтому существенно различаются размеры создаваемых ореолов и степени предьонизации газа.

Скорость неустановившегося движения быстрой волны можно представить в виде [8]

$$v_f [n_{\text{ра}}, \tau] = \frac{\nu_{\text{ра}}^* [n_{\text{ра}}]}{n_{\text{ра}}} \Psi [n_{\text{ра}}, \tau]. \quad (5)$$

Здесь $n_{\text{ра}}$ — начальная плотность газа, Ψ — функция произведения $n_{\text{ра}}, \tau$; функция Ψ — величина обратная эффективному сечению фотоионизации атома $\sigma_{\text{ра}}(\omega)$ (рис.3).

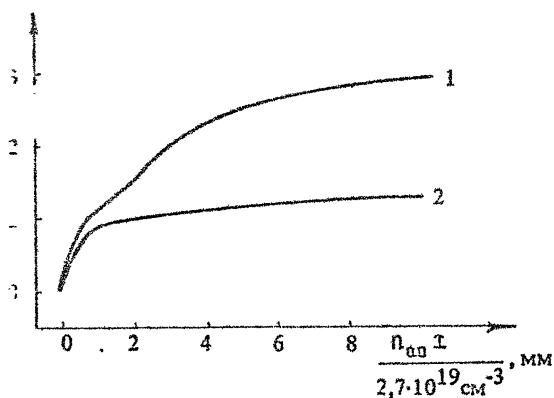


рис. 3. Функция $\Psi[n_{\text{ра}}, \tau]$: 1 — аргон, 2 — ксенон

Три закономерности, наблюдавшиеся экспериментально, объясняются видом функции $\psi(n_{a0} t)$. Во-первых, скорость фронта быстро возрастает по мере удаления от затравочной плазмы [12]. Этот рост $v_f(t)$ наблюдался даже на фоне убывающей интенсивности $q_0(t)$ при $q_0 \approx 50 \text{ МВт/см}^2$ (аргон, 1 атм). Сильная зависимость ψ от $n_{a0} t$ вблизи затравочной плазмы приводит к тому, что отрыв фронта разряда от поджигающей искры имеет характер резкого выталкивания — велико "ускорение" dv_f/dt . Во-вторых, экспериментально наблюдалось уменьшение скорости фронта при снижении давления p_0 [12,16], что также следует из вида функции $\psi(n_{a0} t)$. И в-третьих, при значительном понижении давления ($p_0 \lesssim 0,1 \text{ атм}$) быстрая волна ионизации не возникает, так как скорость ее фронта вблизи искры в этом режиме была бы ниже, чем скорость фронта в светодетонационном или радиационном режимах. Отметим, что уменьшение скорости фронта при снижении давления газа является отличительной особенностью неустановившегося движения быстрой волны ионизации. Все установившиеся режимы распространения разрядов характеризуются ростом скорости фронта при снижении p_0 .

По мере удаления фронта быстрой волны ионизации от поджигающей лазерной искры уменьшается роль фотоионизации, производимой плазмой искры, и на расстоянии $t \gg (n_{a0} \bar{\sigma}_{ph})^{-1}$ от искры основным источником ионизирующего излучения становится слой собственной плазмы разряда, примыкающий к фронту. Плазма в луче образуется по мере распространения быстрой волны ионизации, а излучение плазмы приводит к дальнейшему продвижению фронта — разряд выходит на стационарный самосогласованный режим распространения (если длительность лазерного импульса достаточно велика).

Установление самосогласованного режима означает, что в системе координат, связанной с волной ионизации, структура фронта перестает зависеть от времени. Режим быстрой волны является сверхзвуковым, сверхдетонационным режимом, поэтому газ во фронте разряда не успевает расширяться: $n_{a0} = n_{a1} + n_{i1}$ (индекс 0 соответствует начальному состоянию газа, а индекс 1 — равновесному состоянию плазмы за фронтом). Радиальное растекание плазмы из цилиндрического светового канала происходит со скоростью, близкой к местной скорости звука $v_{s1} \ll v_f$, и не оказывает влияния на движение фронта вдоль луча. Скорость установившейся быстрой волны $v_f(\infty)$ представляет собой предел выражения (5) при $t \rightarrow \infty$. Параметры равновесной плазмы за фронтом связаны с интенсивностью лазерного излучения законом сохранения энергии:

$$Q_0 + \frac{3}{2} n_{a0} v_{f\infty} T_0 = n_{a0} v_{f\infty} \left[\frac{3}{2} T_1 (1 + \alpha_{e1}) + Q(\alpha_{e1}) \right]. \quad (6)$$

Здесь $\alpha_e \equiv n_e / (n_a + n_i)$, $Q(\alpha_e)$ — затраты энергии на ионизацию одного исходного атома до состояния α_e .

Ионизация газа во фронте быстрой волны обусловлена совместным действием двух механизмов: фотоионизацией атомов жестким излучением плазмы и неупругими электрон-атомными столкновениями,

$$\dot{n}_e = \dot{n}_e^{ph} + \dot{n}_e^e = \dot{n}_e^{ph} [R, T_1, \rho_0] + \dot{\nu}_{ea}^e(Q_0) n_e, \quad (7)$$

точка обозначает производную по времени. Явный вид слагаемого \dot{n}_e^{ph} для цилиндрического излучающего объема приведен в работе [6]. Вклад двух слагаемых в полную ионизацию газа может быть существенно различным. Так, например, в режиме быстрой волны подавляющее большинство электронов имеет лавинное происхождение, хотя при малых концентрациях n_e (обычно при $n_e \ll 10^9 \text{ см}^{-3}$) выполняется соотношение

$$n_e \dot{\nu}_{ea}^e(Q_0) \ll \dot{n}_e^{ph}(R, T_1, \rho_0). \quad (8)$$

В радиационном режиме условие (8) выполняется на всем протяжении фотоионизационной зоны ($\alpha_e \leq 0,03$) и только при $\alpha_e > 0,03$ резкое увеличение частоты упругих столкновений (вследствие перехода от электрон-атомных к кулоновским столкновениям) увеличивает поглощение лазерного излучения и температуру электронов. Возрастание температуры сопровождается ростом частоты неупругих столкновений $\dot{\nu}_{ea}^e \sim \exp(-I_e/T_e)$, что приводит к нарушению условия (8) и переходу к лавинной ионизации.

Таким образом, радиационный режим и быстрая волна различаются доминирующим механизмом начальной ионизации ($\alpha_e < 0,03$). Это различие оказалось существенным и повлекло за собой существенные различия во всех закономерностях, характеризующих режимы. Так, например, быстрая волна ионизации отличается от других режимов сильной (сверхлинейной) зависимостью скорости фронта от интенсивности: $\alpha > 1$ в степенной аппроксимации $v \sim Q_0^\alpha$ (2). В других режимах показатель степени $\alpha < 0,72$ [1, 17, 18]. Выполнение условия $\alpha > 1$ является следствием сверхлинейной зависимости $\dot{\nu}_{ea}^e(Q_0)$ и явного выражения (5). Для установившейся быстрой волны $v_{f\infty}(Q_0) \sim \dot{\nu}_{ea}^e(Q_0)$ и показатель $\alpha \rightarrow 1$ при $Q_0 \gg Q_f$, а для неустановившейся быстрой волны зависимость $v_f(Q_0)$ может быть значительно сильнее, поскольку

$$\psi(n_{a0} x) = \psi \left(n_{a0} \int_0^x v_f(t) dt \right)$$

Скорость $v_{f\infty}(q_0)$ и температура плазмы за фронтом установившейся быстрой волны $T_1(q_0)$ связаны законом сохранения энергии (6). Скорость фронта возрастает быстрее, чем интенсивность лазерного излучения, поэтому рост q_0 неизбежно сопровождается уменьшением температуры плазмы. Непривычная, убывающая, зависимость $T_1(q_0)$ также является отличительной особенностью быстрых волн ионизации. Во всех других режимах температура T_1 монотонно возрастает при увеличении q_0 . Это различие между режимами объясняется тем, что в быстрой волне увеличение скорости ударной ионизации $v_{ea}^e n_e$ (7) при увеличении $T_{e0}(q_0)$ значительно более существенно, чем снижение скорости фотоионизации \dot{n}_e^{ph} вследствие происходящего уменьшения $T_1(q_0)$. При $q_0 \gg q_{fz}$ показатель $\alpha \rightarrow 1$ и температура T_1 перестает зависеть от q_0 , выходя на некоторое постоянное значение $T_1(R, p_0) \approx 2$ эВ, обеспечивающее начальную ионизацию газа в ореоле разряда [6-8].

РАДИАЦИОННЫЙ РЕЖИМ

Действие радиационного механизма переноса состоит в том, что жесткая часть опережающего излучения разряда ($\hbar\omega > I_1$) ионизирует газ перед фронтом, непрерывно передвигая зону поглощения лазерного излучения в новые слои холодного газа. Скорость перемещения* фронта ионизации зависит от плотности потока ионизирующих квантов $J_i(R, T_1)$, порождаемого разрядом. Речь идет не о создании затравочного ореола, на котором могла бы развиться электронная лавина, а о заметной фотоионизации $\alpha_e^* \sim 0,03$, типичной для внешней границы зоны поглощения. В радиационном режиме слагаемое $\dot{n}_e^{ph}(R, T_1, p_0)$ является основным в уравнении (7), что и предопределяет наблюдаемые различия между радиационным режимом и быстрой волной.

В молекулярных газах при большом диаметре луча ($R \gg 1$ мм) и низком давлении ($p_0 < 1$ атм) радиационный режим может оказаться более эффективным, чем световая детонация. Другие режимы — быстрая волна и волна пробоя в молекулярных газах проявляются лишь при очень высоких — предпробойных и сверхпробойных — интенсивностях лазерного излучения, поскольку их механизм переноса содержит в качестве элемента

электронную лавину, а развитие лавины в молекулярных газах затруднено. В радиационном режиме рост электронной концентрации до начала зоны поглощения ($0 \rightarrow \alpha_e^*$) обусловлен, главным образом, фотоионизацией. Начальная энергия свободных электронов $\epsilon_e = \hbar\omega - I_1$ за несколько столкновений затрачивается на возбуждение колебательных, вращательных и низколежащих электронных уровней молекул. В дальнейшем средняя энергия свободных электронов определяется балансом между поглощением лазерного излучения и потерями (главным образом, на возбуждение колебаний [19]). Нагреванием электронов при поглощении теплового излучения разряда можно пренебречь. Процесс ионизации до зоны поглощения (т.е. при $\alpha_e < \alpha_e^*$) происходит на фоне холодных молекул, поскольку, во-первых, на каждый свободный электрон приходится много молекул, а во-вторых, время колебательно-поступательной релаксации значительно больше характерного времени пребывания газа во фронте радиационной волны: $\Delta_n / \tau_n \sim 10 \div 100$ нс. На границе зоны поглощения ($\alpha_e^* \sim 0,03$) еще существует значительный разрыв в средних энергиях ("температурах") электронной и ионно-молекулярной подсистем ($T < T_e$), но далее поглощение возрастает за счет подключения кулоновских столкновений и возрастает передача энергии каждой молекуле. Происходит полная диссоциация молекул, газ становится атомарным, и дальнейшая ионизация, в том числе и многократная, происходит лавинно.

В атомарных газах радиационный режим менее эффективен, чем быстрая волна. Действительно, речь идет о сравнении скорости лавинной ионизации (быстрая волна) и скорости фотоионизации тепловым излучением разряда (радиационная волна). При диаметре светового канала порядка 1-10 мм сравнимых скоростей ионизации удастся добиться лишь при высокой температуре плазмы в радиационном разряде, $T_1 \gtrsim 10$ эВ. Но в таком случае закон сохранения энергии (6) дает низкую скорость фронта, значительно меньшую, чем у быстрой волны, и радиационный режим не может быть реализован.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТНЫЙ РЕЖИМ

Теплопроводность является основным механизмом дозвукового распространения разрядов, но и при сверхзвуковых скоростях теплопроводность может играть заметную роль. Так, например, хорошо просматривается теплопроводностный прогрев газа перед фронтом ударной волны при $q_e \sim 10^{10} - 10^{11}$ Вт/см².

По мнению Ю.П.Райзера [1], разряд вообще может перейти на теплопроводностный сверхдетонационный режим при $q_0 \sim 10^{12}$ – 10^{13} Вт/см². Температура плазмы во фронте такого разряда должна превышать 100 эВ. Оценки Ю.П.Райзера относятся к 1973 году. В то время еще не обсуждалось распространение разрядов в режиме быстрой волны. Записав закон сохранения энергии (6), видим, что при одинаковой интенсивности лазерного излучения быстрая волна ионизации имеет температуру плазмы за фронтом $T_1 \sim 2 \div 3$ эВ, а теплопроводностный разряд температуру $T_1 > 100$ эВ. По этой причине скорость быстрой волны на два порядка превосходит ту величину v_h , которую мог бы обеспечить в равных условиях теплопроводностный режим.

Уменьшая радиус лазерного луча, можно несколько снизить скорость быстрой волны, однако и при $R \sim 1$ мм скорость $v_f > v_h$. При дальнейшем уменьшении радиуса существенными становятся радиальное растекание тепла и диффузия электронов из зоны поглощения – скорость v_h также начинает уменьшаться. Уменьшением радиуса лазерного луча не удается получить соотношение $v_h > v_f$. Другая возможность связана с уменьшением начального давления газа, поскольку $v_f \sim \psi(n_{a0} T) \sim p_0$. Однако при $q_0 > 10^{12}$ Вт/см² велико отношение $\sqrt{\epsilon_{ea}(q_0)}/n_{a0}$, и снижение давления до $p_0 \sim 0,1$ атм не приводит к нарушению условия $v_f > v_h$. При дальнейшем снижении давления все разряды становятся прозрачными для лазерного излучения и теряют скорость. В меньшей степени это относится к световой детонации, поскольку газ сжимается в ударном разрыве.

Таким образом, теплопроводностный механизм переноса фронта ни при каких обстоятельствах не является наиболее эффективным.

ВОЛНА ПРОБОЯ

Среди пяти сверхзвуковых режимов специфических условий эксперимента требует только волна пробоя. Во-первых, для реализации этого режима необходима очень высокая, сверхпробойная, интенсивность лазерного излучения. Другие сверхзвуковые режимы можно наблюдать и при меньшей (на 2–3 порядка) интенсивности. Во-вторых, интенсивность лазерного излучения, питающего разряд, должна изменяться вдоль луча, чего не требуется для поддержания разрядов в других режимах. В волне пробоя газ пробивается на всем отрезке луча,

где интенсивность $Q_0(x)$ превышает порог пробоя Q_0^* . Однако пробой не происходит мгновенно, — частота удвоения электронной концентрации в лавине ν_{ea}^2 пропорциональна $Q_0(x)$, поэтому прежде всего пробой происходит там, где интенсивность максимальна, и с некоторым запаздыванием — в соседних слоях по ходу убывающей интенсивности (здесь на развитие электронной лавины требуется больше времени). На фоторегистрограмме последовательность пробоев выглядит как распространение фронта плазмы вдоль лазерного луча [1].

Движение фронта не связано с перемещением какого-либо "носителя". Скорость распространения волны пробоя фазовая и обусловлена главным образом сходимением фокусируемого лазерного излучения [3]:

$$v_{fc} \sim Q_0^{0.5} / t_{q0} \theta. \quad (9)$$

Таким образом, при сверхпробойной интенсивности лазерного излучения можно добиться произвольно большой скорости распространения разряда. Для этого следует слабо подфокусировать излучение, и разряд перейдет в режим волны пробоя. Значительно сложнее для анализа область допробойных интенсивностей излучения, но в этой области волны пробоя не возникают и в конкуренции режимов участвовать не могут.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭКСПЕРИМЕНТА НА РЕЖИМ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАЗРЯДА

При допробойной интенсивности лазерного излучения доминирующий механизм переноса фронта ионизации определяется сравнением трех скоростей: v_s , v_R , v_f . В режиме световой детонации для скорости фронта v_s известно явное выражение (1). Скорость фронта в радиационном режиме v_R можно вычислить исключением температуры T_1 из пары уравнений

$$J_1(T_1, R, n_{a0}) = n_{a0} v_R \alpha_e^*, \quad (10)$$

$$Q_0 = v_R \bar{\epsilon}_1 [T_1, \alpha_{e1}, n_{a0}]. \quad (11)$$

Первое уравнение представляет собой определение радиационного режима: поток ионизирующих квантов обеспечивает перенос зоны поглощения лазерного излучения; α_e^* — степень ионизации газа, при которой начинается заметное поглощение

лазерного излучения. Второе уравнение представляет собой закон сохранения энергии для сверхдетонационного изохорического движения фронта ионизации; \mathcal{E}_i — внутренняя энергия плазмы после поглощения лазерного излучения. В расчетах плотность потока $J_i(T_i, R, n_{a0})$ зависит от выбора модели. Основным источником ионизирующего излучения является, очевидно, головная часть разряда — цилиндрический объем плазмы радиусом R и высотой $H \approx R$, примыкающий к фронту волны поглощения. В рамках приближений, использованных в работах [6-8], плотность потока J_i можно выразить через скорость фотоионизации атомов излучением разряда \dot{n}_a^{ph} :

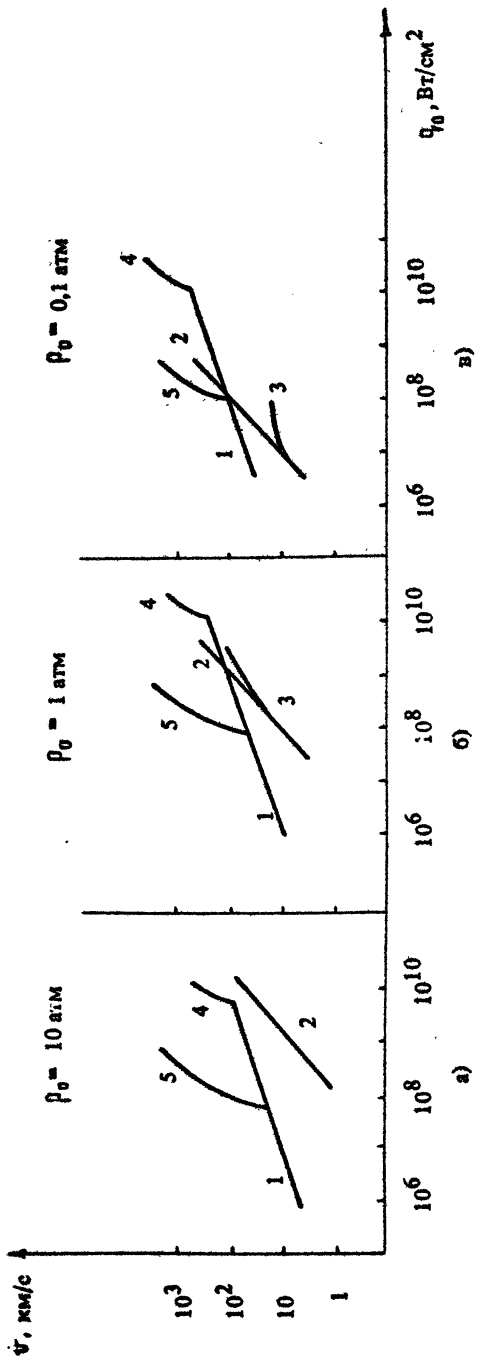
$$J_i(T_i, R, n_{a0}) = \int_0^{\infty} \dot{n}_a^{ph}(T_i, R, n_{a0}, t) dt, \quad (12)$$

поскольку на отрезке $0 \leq t < \infty$ весь поток ионизирующих квантов поглощается и поглощение каждого ионизирующего кванта сопровождается рождением одного свободного электрона. При малом радиусе лазерного луча ($R \ll 1$ см) и низком давлении газа ($p_0 \ll 1$ атм) плотность потока J_i значительно ниже равновесной, так как мала оптическая толщина излучающего объема плазмы. При $p_0 R > 1$ атм·см поток жесткого излучения близок к равновесному и J_i можно представить в виде

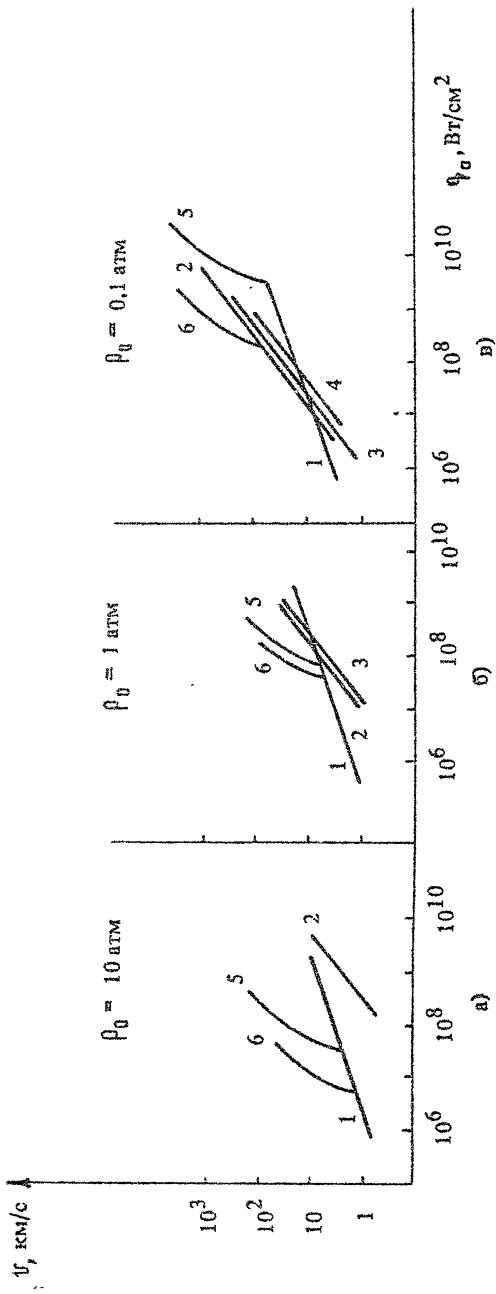
$$J_i = \epsilon_{SB} T_i^4 \delta_i(T_i) \bar{e}_i^{-1}. \quad (13)$$

Здесь $J_{BL} = \epsilon_{SB} T^4$ — поток излучения с поверхности черного тела, $\delta_i(T)$ — доля излучения, лежащая в ионизирующей части спектра, $\bar{e}_i(T)$ — средняя энергия ионизирующих квантов.

Рис. 4 и 5 позволяют сравнить скорости распространения разрядов при различных механизмах переноса фронта. Для рисунков выбраны легкий газ (атомарный водород) и тяжелый газ (ксенон), поскольку для световой детонации существенна зависимость $v_s \sim M^{-1/3}$. Скорость ударной волны вычислена по формуле (1). Скорость фронта в радиационном режиме вычислялась трижды: для равновесной плотности потока J_i (13) и для неравновесной плотности потока J_i (12) при двух значениях радиуса луча (1 см и 1 мм). Скорость быстрой волны вычислялась по формуле (5). Расчеты проведены применительно к условиям экспериментов [9,10] (свободная генерация неодимового лазера, $R \approx 0,4$ мм) и [11-13] (модуляция добротности CO₂-лазера, $R \approx 1$ см). Скорость быстрой волны существенно зависит от частоты лазерного излучения, поскольку интенсивность и частота входят в уравне-



Р и с. 4. Скорости распространения оптических разрядов в водороде: 1 – световая детонация; 2, 3 – радиационный режим (2 – равновесное излучение, 3 – неравновесное, $\eta = 1$ см); 4 – быстрая волна ионизации, неодимовый лазер [9, 10]; 5 – быстрая волна ионизации, CO₂-лазер [11-13]



Р и с. 5. Скорости распространения оптических разрядов в ксеноне: 1 – световая детонация, 2 – 4 – радиационный режим; 2 – равновесное излучение, 3 – 4 – неравновесное ($R = 1$ см и $R = 1$ мм), 5 – 6 – быстрая волна ионизации: неодимовый лазер [9-10] и CO₂-лазер [11-13]

ния только в виде комбинации $q_0 \omega^{-2}$. В то же время скорость световой детонации не зависит от ω , а скорость радиационной волны зависит слабо (через α_e^*).

В условиях конкретного эксперимента наиболее эффективным оказывается один из механизмов переноса — тот, который может переносить фронт разряда с наибольшей скоростью. Результаты расчетов (см. рис. 4, 5) показывают, что при давлении порядка атмосферного и выше радиационного режима в атомарных газах нет; при $q_0 < q_f$ разряд распространяется в режиме световой детонации, а при $q_0 > q_f$ — в режиме быстрой волны. Даже предположение о равновесности излучения разряда (13) не создает радиационному режиму преимущества в скорости фронта.

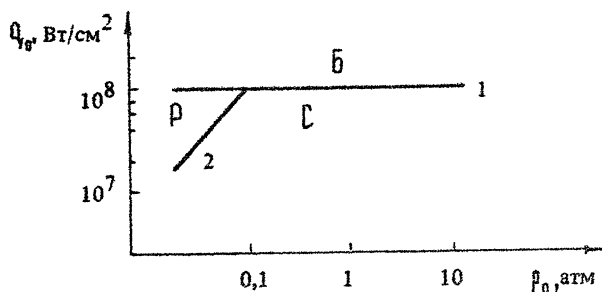
Несколько выше конкурентоспособность радиационного режима при низких давлениях ($p_0 \ll 1$ атм) в тяжелых газах. Рассмотрим разряды в водороде и ксеноне при $p_0 = 0,1$ атм. Оценки по равновесному излучению (13) всегда завышают скорость v_R , поскольку в реальных экспериментах параметр черноты $\alpha_{BL} \lesssim 10$ [20]. Равновесный поток излучения пропорционален T_1^4 , а неравновесный значительно меньше и пропорционален $R \alpha_{e1}^3 T_1^{0,5}$ [20]. Особенно сильно это различие проявляется в водороде, где $\alpha_{e1} < 1$; поэтому столь сильно расходятся линии 2 и 3 на рис. 4, в. Обычно $R \lesssim 1$ см и линию 2 не следует принимать во внимание, то есть радиационный режим в водороде невозможен и при низком давлении. В ксеноне скорости 2 и 3 различаются значительно меньше, и даже при $R = 1$ мм (линия 4 рис. 5) радиационный режим возможен в определенном интервале изменения q_0 (для неодимового лазера этот интервал значительно шире, чем для CO_2 -лазера)

Результаты, представленные на рис. 4 и 5, показывают, какую скорость распространения могут обеспечить различные механизмы переноса фронта при трех существенно различных давлениях. Исследуем эту задачу в общем виде: введем плоскость (q_0, p_0) и разделим ее на области, соответствующие различным режимам распространения разрядов.

В экспериментах с разрядами используются, как правило, лазерные лучи достаточно большого сечения, чтобы создать плоский фронт волны ионизации. Ниже будем предполагать $R > 1$ мм, так как в противоположном случае острой фокусировки возможен только режим световой детонации (да и его порог возрастает при $R \rightarrow 0$), а режимы, связанные с переносом излучения плазмы, требуют значительной оптической толщины плазменного слоя.

Линию $Q_{SR}(\rho_0)$, разделяющую области светодетонационного и радиационного режимов, можно вычислить, сравнивая скорости (1) и (10), (11). При $Q_0 > Q_f$ преимущество в скорости имеет быстрая волна ионизации.

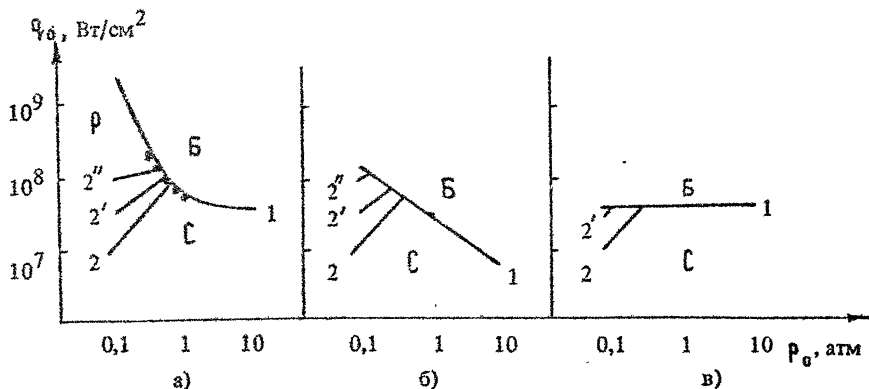
В качестве простейшего примера рассмотрим атомарный водород. Подставляя в формулу (4) явные выражения для ν_c , D_e , $T_{e0}(Q_0)$, видим, что порог возникновения быстрой волны Q_f определяется упругими потерями энергии электронов в лавине: при $\rho_0 R > 0,01$ атм·см можно пренебречь диффузией, а при $\rho_0 \tau_L \gg 4 \cdot 10^{-8}$ атм·с порог перестает зависеть от длительности лазерного импульса. Считая эти условия выполненными, получаем $Q_f \approx 100$ МВт/см² для СО₂-лазера и $Q_f \approx 10$ ГВт/см² для неодимового лазера. Порог Q_f показан линией 1 на рис.6. В обсуждаемых условиях он не зависит от



Р и с. 6. Области реализации режимов. Разряд в атомарном водороде. СО₂-лазер. Б — быстрая волна ионизации, С — световая детонация, Р — радиационный режим

давления и представляет собой нижнюю границу области Б, соответствующей распространению разрядов в режиме быстрой волны. Линией 2 показана граница между областями реализации светодетонационного и радиационного режимов (здесь излучение плазмы вычислялось в приближении черного тела). Если вычислять плотность потока J_i более строго, учитывая неравновесность излучения и малые размеры источника ($R \ll 1$ см), то оказывается, что скорость разряда в радиационном режиме меньше, чем в светодетонационном, то есть радиационный режим распространения разряда в атомарном водороде не реализуется, о чем уже говорилось выше.

Области реализации различных сверхзвуковых режимов в ксеноне показаны на рис.7. Рассмотрены три существенно раз-



Р и с. 7. Области реализации режимов (ксенон):

а – разряд в луче неодимового лазера, свободная генерация, $R = 0,4$ мм, точки из эксперимента И.З.Немцева и Б.Ф.Мульченко [9-10];

б – разряд в луче CO_2 -лазера, импульс модулированной добротности,

$R = 1$ см, точка – из эксперимента В.А.Бойко и др. [11-13];

в – разряд в луче неодимового лазера, миллисекундный импульс, $R = 1$ см

личные ситуации. На рис.7,а линия 1 – порог возникновения быстрых волн $\varphi_{\delta} (p_0)$ – вычислена для условий эксперимента [9,10]. Точками обозначены экспериментальные результаты. Линиями 2, 2' и 2'' обозначены три положения границы между "радиационной" и "светодетонационной" областями. Поток ионизирующих квантов вычислялся в трех различных приближениях: 1) равновесная плотность потока (13) – линия 2; 2) неравновесная плотность потока (12), $R = 1$ см – линия 2'; 3) неравновесная плотность потока (12), $R = 1$ мм – линия 2''. Как и следовало ожидать, радиационный механизм выходит на первый план при низких давлениях, когда эффективность каскадных процессов подрывается снижением частоты столкновений.

Линии 2, 2' и 2'' перенесены и на рис. 7,б,в. На рис.7,б нижняя граница области быстрых волн вычислена для условий экспериментов [11-13], а на рис.7,в – для миллисекундного импульса неодимового лазера при $R = 1$ см.

Результаты, представленные на рисунках, позволяют уяснить характер условий, необходимых для экспериментального исследования различных режимов. Если для решения какой-либо практической задачи один режим удобнее, чем другой, то с помощью уравнений (1), (4), (5), (10), (11) легко вычислить границы режимов для произвольных условий эксперимента.

При давлении порядка атмосферного и выше оптические разряды в атомарных газах могут распространяться в режиме световой детонации ($q_s < q_0 < q_f$) или в режиме быстрой волны ($q_f < q_0 < q^*$). Рассмотрим подробнее наиболее сложную — начальную стадию формирования разряда.

Будем считать, что радиус лазерного луча не слишком мал и радиальное растекание плазмы из светового канала не влияет на распространение центральной части фронта. В этом случае центральную часть фронта разряда можно считать плоской, и поджигающую лазерную искру, давшую начало оптическому разряду, удобно аппроксимировать тонким плоским слоем плазмы, возникшим в момент $t=0$. При $t > 0$ плазма начинает расширяться в окружающий холодный газ. Плазма поглощает лазерное излучение, а своим тепловым излучением ионизирует окружающий газ. Для исследования закономерностей формирования разряда уравнения двухтемпературной гидродинамики интегрировались совместно с уравнениями кинетики ионизации [21].

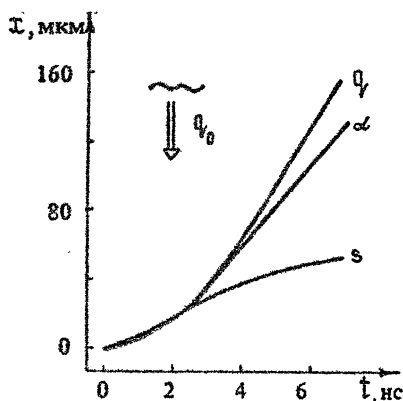
Результаты, полученные в одном из расчетов, представлены на рис. 8, 9. Расчет выполнен для разряда в аргоне. Интенсивность излучения CO₂-лазера $q_0 = 70$ МВт/см², $R = 1$ см. Поджигающая искра аппроксимировалась плоским слоем (100 мкм) аргонной плазмы с температурой 3 эВ и равновесной ионизацией. В остальной массе газа задана комнатная начальная температура.

Линиями S , α , q на рисунках показано движение трех фронтов: фронта ударной волны (S), фронта волны ионизации (по уровню $\alpha_e = 0,5$) и фронта волны поглощения лазерного излучения (по уровню $q = q_0/2$).

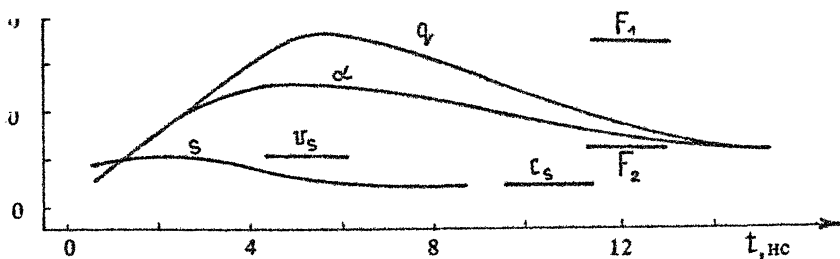
На протяжении первых двух наносекунд разряд распространяется в режиме световой детонации. Фронт ударной волны перемещается по холодному неподвижному аргону. Ионизация газа и поглощение лазерного излучения происходят за скачком уплотнения. Поглощая лазерное излучение, плазма нагревается и давление возрастает, что приводит к ускорению ударной волны. За две наносекунды скорость достигает предельного для световой детонации значения (1). В дальнейшем распространение разряда определяется динамикой фронта ионизации.

Сверхдетонационный перенос фронта ионизации обусловлен слабой (затравочной) фотомонизацией холодного газа, излучением лазерной искры и последующей лавинной ионизацией этой

Р и с. 8. Перестроение фронта разряда. Аргон, $p_0 = 1$ атм, CO_2 -лазер, $q_0 = 70 \text{ МВт/см}^2$; s — ударная волна, α — волна ионизации (по уровню $\alpha_p = 0,5$), q_f — волна поглощения (по уровню $q_f = q_0/2$)



г. км/с



Р и с. 9. Скорость ударной волны (s), волны ионизации ($\alpha_p = 0,5$) и волны поглощения ($q_f = q_0/2$).

Разряд в аргоне, $p_0 = 1$ атм, CO_2 -лазер, $q_0 = 70 \text{ МВт/см}^2$.

u_s — скорость световой детонации, c_s — скорость звука,

F_1 — максимальная скорость быстрой волны [11],

F_2 — скорость установившейся быстрой волны [7]

предплазмы" в пределах светового канала. Интенсивность лазерного излучения q_0 превышает порог появления быстрой волны q_f , поэтому волна ионизации и связанная с ней волна поглощения лазерного излучения опережают ударную волну (при $t \approx 2$ нс). Начиная с третьей наносекунды разряд распространяется по холодному аргону в режиме быстрой волны, а ударная волна движется по плазме за фронтом поглощения. Лазерное излучение не достигает ударной волны и ее скорость убывает до скорости звука $c_s \approx 4 \text{ км/с}$. В дальнейшем расстояние между фронтом разряда и отставшей от него звуковой волной постоянно увеличивается.

Фронт разряда продолжает перестраиваться. По мере удаления от лазерной искры скорость разряда $v_f \sim \psi(n_{e0}, t)$ возрастает до 35 км/с, а предельная степень ионизации плазмы во фронте убывает. Поглощение лазерного излучения происходит на широком (несколько длин волн) плавном профиле $\alpha_e(t)$. Фронт волны поглощения смещается в сторону слабой ионизации ($\alpha_e \sim 0,2 \div 0,3$).

Плазма за фронтом быстрой волны ионизации значительно холоднее, чем за фронтом светодетонационной. Плотность потока ионизирующих квантов, излученных за ударным разрывом, J_i^e на порядки превышает величину J_i^f — плотность потока ионизирующих квантов, порожденных между фронтами α и φ . С удалением фронта разряда φ от ударной волны поток ионизирующих квантов, приходящих в холодный аргон из-за скачка уплотнения, ослабляется (поглощение квантов в промежуточном слое холодной плазмы и газа) и роль его уменьшается. При $t > 7$ нс плотность потока ионизирующих квантов J_i^e настолько ослабляется поглощением, что становится меньше J_i^f : разряд постепенно выходит на стационарный режим распространения ($t > 12$ нс) со скоростью фронта v_f , определяемой ионизирующим излучением плазмы разряда J_i^f . В связи с этим скорость разряда несколько уменьшается, а температура плазмы возрастает (с сохранением плотности потока энергии (6)). Прекращается расширение фронта, и волна поглощения перестает смещаться в сторону меньших степеней ионизации.

В работе [11] приведены графики зависимости $v_f^{\max}(q_0)$ для аргона и ксенона. Здесь v_f^{\max} — максимальная за лазерный импульс скорость фронта разряда. Разряды распространялись в режиме быстрой волны. Эксперименты проводились с гигантскими импульсами CO₂-лазера. При $q_0 = 70$ МВт/см² максимальная скорость составляла 35 км/с. Этот результат показан на рис. 9 линией f_1 . Он хорошо согласуется с результатами расчетов. Сравнение показывает, что светящаяся граница плазмы, наблюдаемая на фоторегиограммах, соответствует зоне поглощения лазерного излучения — фронту " φ ", где $\alpha_e = 0,2 \div 0,5$. В максимуме скорости степень ионизации плазмы в зоне поглощения составляла $\alpha_e = 0,2$.

Линией f_2 на рис. 9 показана скорость установившейся быстрой волны, вычисленная по формуле (5) при $t \rightarrow \infty$. Этот результат подтверждается нестационарным расчетом.

Численные расчеты, проведенные недавно для атомарного водорода [22], показали, что обсуждаемые закономерности перестроения фронта разряда сохраняются и для легких газов.

Время выхода разряда на режим стационарной быстрой волны связано с плотностью газа и интенсивностью лазерного излучения соотношением [22] $\tau_f \sim q_0^{-1,5} p_0^{-0,7}$; $q_s > q_f$. При меньшей интенсивности ($q_s < q_0 < q_f$) стационарное решение соответствует режиму световой детонации. В этом случае перед ударным разрывом может сформироваться лишь узкая стационарная зона прогрева.

Л и т е р а т у р а

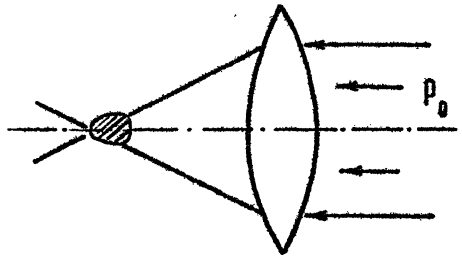
1. Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
2. Ramsden S.A., Davies W.E. //Phys. Rev. Letters. 1964. V.13, N3. P.227.
3. Райзер Ю.П. //ЖЭТФ. 1965. Т.48, №5. С.1508.
4. Фишер В.И. //ЖТФ. 1983. Т.53, №11. С.2148.
5. Анисимов С.И., Фишер В.И. //ЖТФ. 1971. Т.41, №12. С.2571.
6. Фишер В.И. //ЖЭТФ. 1980. Т.79, №6. С.2142.
7. Фишер В.И., Хараш В.М. //ЖЭТФ. 1982. Т.82, №3. С.740.
8. Фишер В.И., Хараш В.М. //ЖЭТФ. 1982. Т.83, №5. С.1738.
9. Немцев И.З., Мульченко Б.Ф. //Физика плазмы. 1977. Т.3, №5. С.1167.
10. Немцев И.З. //Труды МФТИ. Сер. Общая и молекулярная физика. 1977, №9. С.71.
11. Бойко В.А., Данилычев В.А., Дуванов Б.Н., Зворыкин В.Д., Холин И.В. //Квант. электроника. 1978. Т.5, №1. С.216.
12. Зворыкин В.Д. //Тезисы докл. 5-го Всесоюз. совещ. по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. Л., 1981. С.250.
13. Бойко В.А., Владимиров В.В., Данилычев В.А. и др. //Письма в ЖТФ. 1978. Т.4, №22. С.1373.
14. Аскарьян Г.А., Рабинович М.С., Савченко М.М., Смирнова А.Д. //Письма в ЖЭТФ. 1965. Т.1, №6. С.18.
15. Аскарьян Г.А., Рабинович М.С., Савченко М.М., Степачов В.К. //Письма в ЖЭТФ. 1966. Т.3, №3. С.465.
16. Захарченко С.В., Семенов Л.П., Синтюгин Г.А. //Квант. электроника. 1986. Т.13, №5. С.1040.
17. Маркович И.Э., Немчинов И.В., Петрухин А.И. и др. //Физика плазмы. 1979. Т.5, №5. С.1003.
18. Бергельсон В.И., Лосева Т.В., Немчинов И.В., Орлова Т.И. //Физика плазмы. 1975. Т.1, №6. С.912.
19. Коновалов В.П., Сон Э.Е. //Физика плазмы. 1984. Т.10, №5. С.1014.
20. Коган В.И., Лисица В.С. //Итоги науки и техники. Физика плазмы. М.: ВИНИТИ, 1983. Т.4. С.233.
21. Фишер В.И. //Письма в ЖТФ. 1984. Т.10, №11. С.1290.
22. Гальбург В.А., Иванов М.Ф., Рябов О.А. //ЖТФ. 1987. Т.57, №6. С.1139.

НЕПРЕРЫВНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ПЛАЗМЫ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЕМ CO_2 -ЛАЗЕРА

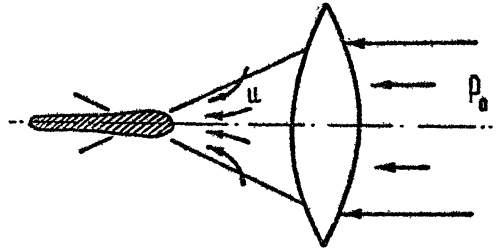
Ю. П. Райзер, С. Т. Суржиков

За годы, истекшие после первого получения непрерывного оптического разряда (НОР) в 1970 году, это явление много и всесторонне изучалось в СССР, США, ФРГ, Польше. В НОР плазма высокого давления порядка атмосферного и выше стационарным образом поддерживается в пространстве вдали от твердых предметов, благодаря питанию ее фокусированным излучением CO_2 -лазера непрерывного действия. В центре разряда достигается необычно высокая для длительно существующих разрядов температура до 20 000 К и даже выше, причем разряд может гореть неограниченное время, пока действует лазер. Создан и изучается также разряд в потоке газа, из которого вытекает плазменная струя, что представляет собою оптический плазмотрон, т.е. генератор плотной низкотемпературной плазмы. НОР привлекает к себе неослабевающее внимание исследователей по ряду причин. Подобного рода явления возникают при воздействии на поверхность материалов мощным лазерным излучением, т.е. в процессах лазерной технологии: резки, сварки [1]. НОР может явиться удобным стабильным источником ультрафиолетового излучения высокой яркости. Обсуждаются, правда, пока довольно фантастические проекты с использованием НОР в потоке для получения интенсивной струи (ссылки имеются в одной из последних работ на эту тему [2]). В данной работе представлены некоторые новые результаты исследования непрерывных оптических разрядов.

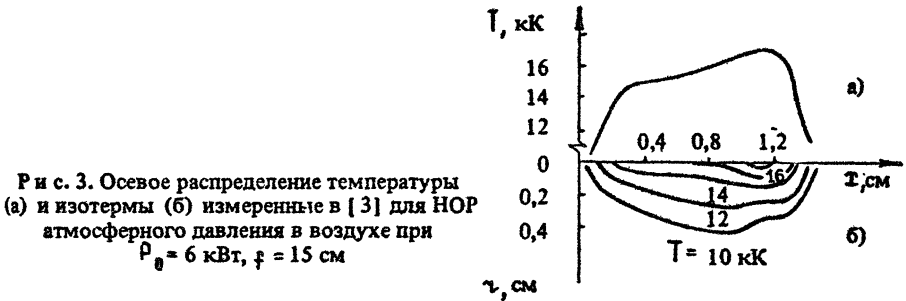
На рис.1 показана схема типичного эксперимента по получению НОР. При работе с разными газами и давлениями выше атмосферного луч вводят в камеру через соляное окно. Лучшая фокусировка получается при помощи вогнутого зеркала. На рис.2



Р и с. 1. Непрерывный оптический разряд



Р и с. 2. Оптический плазмотрон



Р и с. 3. Осевое распределение температуры (а) и изотермы (б) измеренные в [3] для НОР атмосферного давления в воздухе при $P_0 = 6$ кВт, $f = 15$ см

изображена схема эксперимента, когда НОР горит в потоке газа, в режиме оптического плазмотрона. При детальном исследовании структуры разряда спектроскопическими методами измеряются пространственные распределения температуры. И измерения, и простая фотография показывают, что плазма всегда сдвинута от точки фокуса навстречу лазерному лучу. Когда газовый поток направлен по ходу луча, он смещает плазму в область фокуса. При достаточно большой скорости потока он сдувает разряд подобно тому, как мы задуваем свечу. На рис.3 показаны результаты одного из наиболее детальных исследований структуры НОР в неподвижном газе [3]. Внизу показаны изотермы, а сверху распределения температуры на оптической оси. Разряд создавался в свободном воздухе излучением лазера мощностью 6 кВт. Максимальная температура в центре разряда 17 000 К.

Теоретическое описание пространственной структуры НОР, г.е. картины представленной на рис.3, требует детального проникновения в механизмы, определяющие локальный энергетический баланс плазмы, а также строение самого лазерного луча. Дело в том, что в плазме происходит преломление излучения, и это существенным образом меняет форму светового канала в области поглощения лазерного излучения, а следовательно интенсивность его и скорость выделения энергии в разных местах. Большую роль наряду с теплопроводным вытеканием тепла из плазмы в окружающую среду играют потери на тепловое излучение и лучистый теплообмен. Первые расчеты температуры плазмы, которые, кстати сказать, дали неплохое согласие максимальной температуры с экспериментом, основывались на рассмотрении интегрального баланса между поглощением лазерной энергии и потерями. Потом были развиты методы одномерного расчета процесса, в котором находилось распределение средней по сечению светового канала температуры вдоль оптической оси. На этом пути было достигнуто удовлетворительное согласие с экспериментом, и к этому мы еще вернемся. Однако, наиболее полное описание дают двумерные расчеты, адекватные реальной двумерности процесса.

Распределение температуры $T(r, z)$ в неподвижном газе описывается уравнением баланса энергии

$$\rho r_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \lambda \frac{\partial T}{\partial z} + W - Q, \quad (1)$$

$$W = \frac{\mu_\omega R(z)}{\pi [R(z)]^2} \exp\left\{-\frac{r^2}{[R(z)]^2}\right\}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} = -\mu_\omega \rho, \quad \rho = \rho_0 \exp\left(-\int \mu_\omega dz\right), \quad (3)$$

где нестационарный член сохранен, ибо задача решается методом установления. Здесь: z и r - осевая и радиальная координаты; ρ , r_p и λ - плотность, теплоемкость при постоянном давлении и теплопроводность; μ_ω - коэффициент поглощения лазерного излучения, W - энерговыделение от поглощения лазерной мощности P , которая затухает по мере проникновения луча в плазму; $R(z)^2$ - радиус светового канала, искаженного рефракцией излучения в плазме. Он описывается на основе уравнений распространения света в оптически неоднородной среде в параболическом приближении. Для вычисления результирующих потерь энергии на тепловое излучение (разности

между испусканием и поглощением энергии теплового излучения)

К системе добавляется уравнение переноса излучения. Оно решается на основе диффузионного приближения по углам и путем разбиения спектра на несколько характерных частотных диапазонов. В работе [4] применялось трехгрупповое осреднение: $\Delta\lambda = 0,02 - 0,11$; $0,11 - 0,135$; $0,135 - 4,0$ мкм.

На рис. 4, 5 показаны результаты численного расчета [5] для условий рис. 3 ($P_0 = 6$ кВт, фокус линзы $f = 15$ см, диаметр лазерного луча 2,5 см, радиус кружка фокусировки без плазмы 10^{-2} см). Расчет сопоставлен с измерениями. Согласие получилось вполне удовлетворительным, если учесть исключительную сложность процесса и несовершенство описания лучистого теплообмена. Из 6 кВт падающего лазерного излучения в разряде поглощается 3,2 кВт. Из области основного непосредственного поглощения почти вся энергия (3,1 кВт) выносится тепловым излучением. Но лишь 1,2 кВт уносится излу-

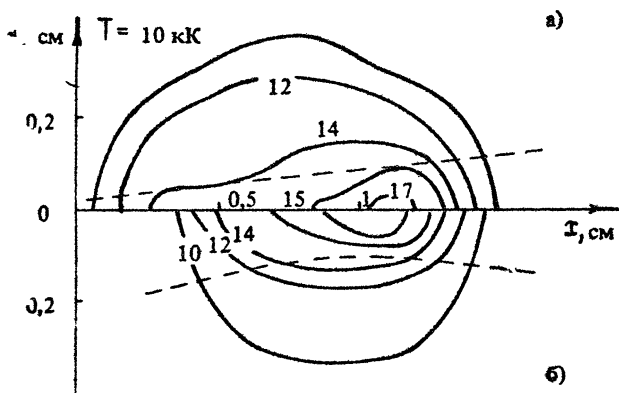
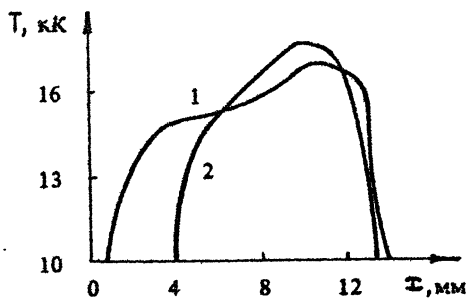


Рис. 4. Сопоставление измеренных (а - [3]) и рассчитанных (б - [5]) температурных полей в воздушном НОР атмосферного давления для условий рис. 3. Штриховая кривая - расчетная граница невозмущенного (а) и возмущенного (б) лазерного луча

Рис. 5. Осевое распределение температуры в эксперименте [3] (кривая 1) и в расчете [5] (2) для условий рис. 3

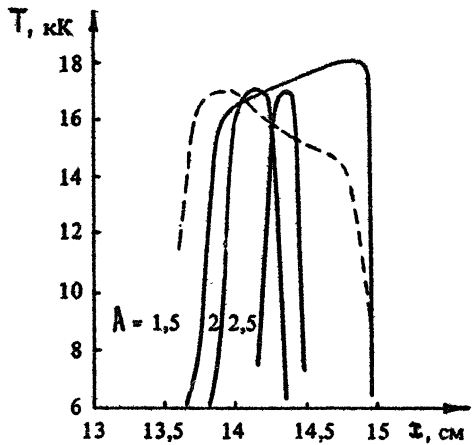


чением далеко, в относительно холодную область с $T < 6000$ К. Остальные 1,9 кВт поглощаются вблизи высокотемпературной области. Это говорит о важной роли лучистого теплообмена. Интегрально потери на излучение составляют $1,2:3,2 = 37\%$ выделившейся мощности. Остальные 63 % выносятся в окружающую атмосферу теплопроводностью.

Расчет дал ответ на один до этого времени непонятный вопрос. Дело в том, что проходящей через плазму мощности, в данном случае 2,8 кВт, вполне достаточно для поддержания НОР в области фокуса. Пороговая мощность для горения НОР в воздухе составляет около 2 кВт, что дают и эксперимент и расчеты. Между тем, на опыте никогда не наблюдаются "два" разряда. Плазма сдвинута от фокуса навстречу лучу, а в области геометрического фокуса температура не очень высока, во всяком случае, лазерное излучение там уже не поглощается. Причина, оказывающаяся, состоит в том, что вследствие рефракции излучения сдвигается навстречу лучу сам "фокус", т.е. место перегретости светового канала, где интенсивность излучения без учета поглощения максимальна. Иными словами плазма все равно сосредоточивается в самом узком месте канала, что физически представляется естественным. Это хорошо видно из рис.4. Но, конечно, сам диаметр новой каустики луча теперь гораздо больше диаметра кружка фокусировки невозмущенного луча - он составляет 0,1 см против 0,01 см. На пороге существования НОР при $P_0, \text{min} \approx 2$ кВт потери на излучение и рефракция по расчету малы. Плазма располагается в месте геометрического фокуса, как на опыте.

Расчет показал, что при больших фокусных расстояниях $f > 40$ см и $P_0 = 6$ кВт, а также при больших мощностях $P_0 > 10$ кВт и $f = 15$ см стационарный режим не устанавливается. Это подтверждает хорошо известный экспериментальный факт - невозможно зажечь НОР с длиннофокусной линзой или при очень большой мощности. В обоих случаях плазма уходит далеко от начального очага навстречу лучу и максимальная температура ее падает слишком сильно. НОР не стабилизируется, а гаснет.

Двумерные расчеты НОР представляют собою работу весьма большого объема и вряд ли всегда могут быть использованы для массовых расчетов. Поэтому не потеряла значения развивая в работе [4] схема решения квазиодномерной задачи, которая гораздо более оперативна и в то же время дает неплохие результаты. Лучистый теплообмен в ней рассматривается двумерным образом, а уравнение баланса энергии плазмы типа



Р и с. 6. Осевое распределение температуры, получаемое при использовании модели [4] для условий рис.3. Луч слева направо. Штриховая кривая — эксперимент [3]

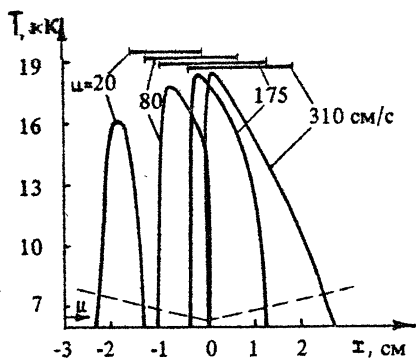
(1) — как одномерное, с эффективным учетом теплопроводностного выноса тепла из светового канала в радиальном направлении:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{[R(x)]^2} \frac{\partial}{\partial x} \lambda \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{A\theta}{[R(x)]^2} + W - Q. \quad (4)$$

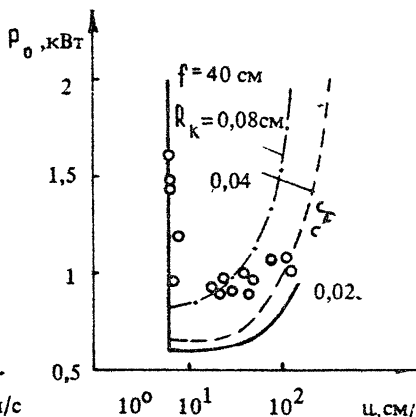
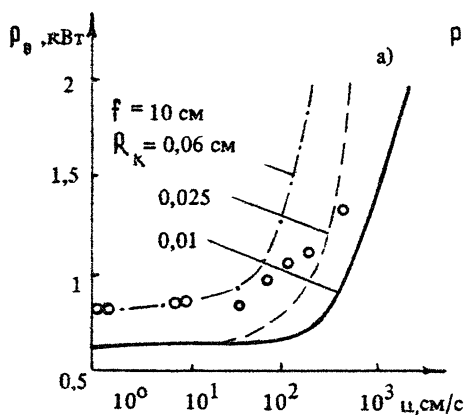
На рис.6 показаны расчетные осевые распределения температуры для условий рис.3–5 при разных коэффициентах теплопроводностных потерь A в выражении $A\theta/R^2$ ($\theta = \int_0^T \lambda dT$ — потенциал потока тепла). Видно, что при $A = 1,5$ получается разумное согласие с экспериментом. Примерно такое значение A обосновывается и теоретически.

Одномерная модель дает вполне удовлетворительные результаты применительно к НОР в потоке газа, когда двумерные расчеты исключительно сложны (об их результатах пойдет речь ниже). В случае разряда в потоке нестационарное слагаемое в левой части уравнения (4) заменяется на $\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial x} \right)$,

где v — локальная скорость осевого движения газа, связанная с плотностью ρ условием непрерывности потока $\rho v = \rho_0 u$, где ρ_0, u — плотность и скорость холодного набегающего потока. На рис.7 представлены распределения температуры вдоль оси при нескольких скоростях набегающего потока u , от 20 до 310 см/с. Расчеты [4] сделаны для аргона при $p = 1$ атм и $P_0 = 1,25$ кВт, $f = 40$ см — для этих условий имеется эксперимент [6]. На рис.7 показаны отрезки, соответствующие осевой длине и расположению светящейся области, видной на фотографиях. Расчет правильно передает тот экспериментальный факт, что при увеличении скорости потока



Р и с. 7. Расчетные осевые распределения температуры в оптическом плазматроне на аргоне [4]: $p = 1$ атм, $P_0 = 1,25$ кВт, $f = 40$ см. Верхние отрезки прямых соответствуют наблюдениям местоположения разряда в [6]. Штриховая кривая — расчетная граница луча. Луч слева направо



Р и с. 8. Области существования НОР в потоке аргона при $p = 1$ атм. R_k — радиус пятна фокусировки. Кружки — эксперимент [6]

плазма смещается в направлении потока, длина горячей струи увеличивается, и максимальная температура возрастает вплоть до срыва разряда при слишком сильном дуге.

На рис.8 показаны расчетные границы существования разряда в потоке в аргоне при 1 атм для $f = 10$ и 40 см и нанесены экспериментальные точки [6]. Расчет правильно отображает тот факт, что с ростом скорости для поддержания НОР требуется все большая и большая мощность. Если при данной скорости потока увеличивать мощность — разряд горит (состояние выше граничной кривой $P(u)$), но плазма сдвигается все дальше от фокуса навстречу лучу и потоку. В случае короткофокусной линзы пороговая мощность монотонно уменьшается с уменьшением скорости. Меньше всего ее требуется в случае неподвижного газа. Но для длиннофокусной линзы существует нижний предел существования разряда по скорости потока. При u меньше нескольких сантиметров в секунду по-

роговая мощность резко растет и стабильный разряд не зажигается. Этот факт, обнаруженный на опыте [6] подтвержден расчетом (см. рис.8). Он связан с тем, что в строго параллельном луче и неподвижном газе плазма вообще не может стабильно стоять на месте (в канале нет выделенной точки типа фокуса, к которой она может быть привязанной).

Полный двумерный расчет процесса горения НОР в потоке с учетом реального течения [7] обнаружил новые неожиданные особенности процесса. Течение газа в некоторой области имеет нестабильный и вихревой характер. Учет газодинамики переводит задачу в совершенно иной класс трудностей. Известно, сколь сложны расчеты затопленных струй даже без такого отягчающего дело обстоятельства, как наличие интенсивного источника тепла в поле течения. Большую роль в газодинамическом процессе играет вязкость, в особенности в горячей области, где она велика. Решалась двумерная система уравнений Навье-Стокса, баланса энергии с учетом теплопроводности и энерговыделения:

$$\operatorname{div} \frac{1}{\rho r^2} \operatorname{grad} \psi = -\frac{\omega}{r^2}, \quad (5)$$

$$\operatorname{div} \rho \bar{V} \frac{\omega}{r} = I + S_1 + S_2, \quad (6)$$

$$\rho \frac{\partial H}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \bar{V} H = \operatorname{div} \left(\frac{\lambda}{c_p} \operatorname{grad} H \right) + W - Q, \quad (7)$$

$$\omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial r},$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial r} = \rho u r, \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = -\rho v r,$$

$$S_1 = \frac{1}{r^2} \operatorname{div} r^2 \operatorname{grad} \left(\mu \frac{\omega}{r} \right),$$

$$S_2 = \frac{2}{r^2} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right] + \\ + \frac{2}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] - \frac{2}{r^3} v \frac{\partial \mu}{\partial x},$$

$$I = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial \rho}{\partial r} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{u^2 + v^2}{2} \right) - \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u^2 + v^2}{2} \right) \right],$$

где u и v — осевая и радиальная составляющие скорости \bar{V} , μ — коэффициент динамической вязкости. Как видно из уравнений (5) и (6), газодинамические уравнения решались в переменных "вихрь ω — функция тока ψ ". Теплофизические и

переносные свойства газа выбирались такими же, как и в работе [4].

Уравнение переноса теплового излучения формулировалось в рамках гипотезы о локальном термодинамическом равновесии

$$\sqrt{1-\mu_{\theta}^2} \left(\gamma \frac{\partial J_{\lambda}}{\partial r} + \frac{1-\gamma^2}{r} \frac{\partial J_{\lambda}}{\partial \gamma} \right) + \mu_{\theta} \frac{\partial J_{\lambda}}{\partial x} + \kappa_{\lambda} J_{\lambda} = \kappa_{\lambda} J_{\text{в}\lambda}, \quad (8)$$

где $J_{\lambda}(x, r, \gamma, \mu_{\theta})$, $J_{\text{в}\lambda}$ — спектральная интенсивность среды и абсолютно черного тела, κ_{λ} — объемный спектральный коэффициент поглощения, γ и μ_{θ} — направляющие косинусы азимутального и широтного углов выбранного направления распространения излучения. При решении (8) использовалось P_1 -приближение метода сферических гармоник на трех спектральных участках [4]. Помимо лучистого теплообмена учитывался эффект рефракции лазерного излучения на плазме разряда [7].

На рис. 9 показаны результаты расчета для воздуха при $p = 1$ атм, $P_0 = 6$ кВт, $f = 20$ см, диаметре луча 4 см и скорости набегающего потока $u = 1$ м/с. Представлены изотермы и линии тока. Видна область завихрения в задней части потока. Картина эта мгновенная. Во времени вихри зарождаются в задней части струи, сносятся потоком, снова зарождаются

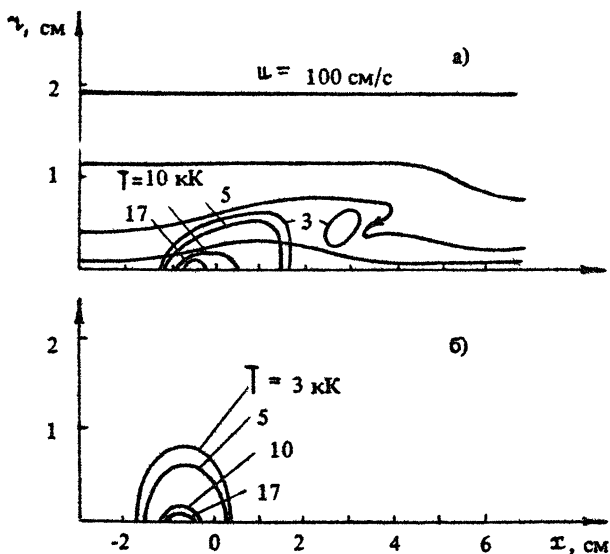


Рис. 9. Результаты численного двумерного расчета изотерм и мгновенных линий тока в оптическом плазмоне (а) и в покоящемся атмосферном воздухе (б).

$P_0 = 6$ кВт, $f = 15$ см

и т.д. Для сравнения на рис.9 показаны изотермы и форма канала при тех же условиях, но без потока ($u = 0$). Через разряд протекает небольшая доля падающего на его сечение потока холодного газа. Значительная часть потока обтекает нагретую область, как будто это твердое тело. Нестабильности и завихрения в течении около НОР могут иметь большое значение для лазерной технологии.

Для этих же целей важным является вопрос о существовании НОР при очень высоких давлениях. Имеются две серии экспериментальных данных на этот счет. Из работы [8] следует, что при давлениях выше 10 – 20 атм НОР не горит (рис.10). В работе [9] НОР устойчиво горел при любых давлениях вплоть до 200 атм (рис.11). Однако условия экспериментов [8] и [9] отличаются в двух отношениях, что отмечалось и в [9]. В эксперименте [8] луч был горизонтальным, а фокус линзы довольно длинным, $f = 10$ см. В [9] – луч шел вертикально вверх, неизбежно существующий небольшой конвекционный поток смешал разряд в фокус, тогда как в [8] он стремился вынести плазму из светового канала. Кроме того, в [9] использовалось короткофокусное зеркало с $f = 1,5$ и 2,5 см. Оба фактора – поток и острое схождение лучей –

Рис. 10. Область существования НОР в горизонтальном лазерном луче [8]

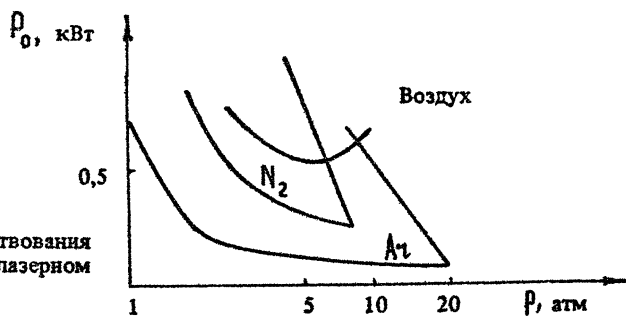
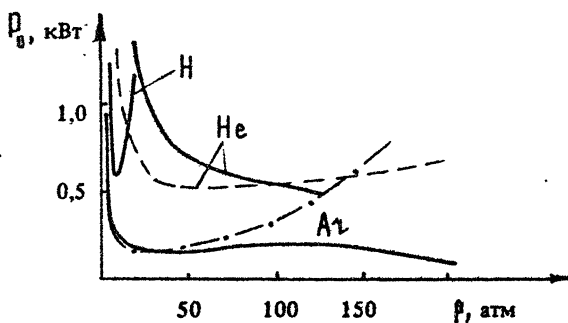
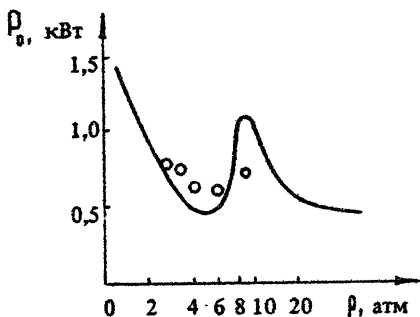


Рис. 11. Область существования НОР в вертикальном лазерном луче [9]:

- $f = 1,5$ см;
- - - $f = 2$ см;
- · - · $f = 2,5$ см



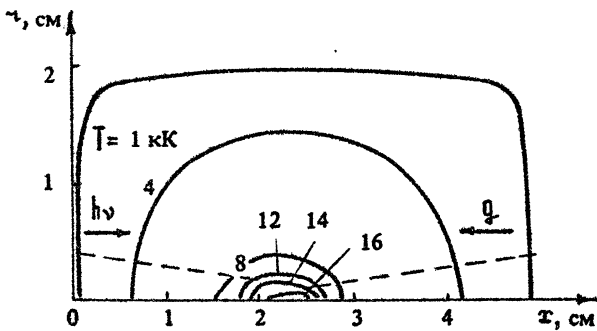


Р и с. 12. Расчетная область существования НОР в воздухе повышенного давления при условиях эксперимента [8], результаты которого показаны кружками

действуют на НОР стабилизирующим образом. Однако, который из них является решающим, по-видимому, может сказать только эксперимент (надо посмотреть, что будет с малым f и горизонтальным лучом, или большим f , но вертикальным лучом). Расчет границы существования НОР в неподвижном воздухе при высоких давлениях на основе одномерной модели [4] показал, что решение существует (рис.12). Интересно, что пороговая кривая $P(p)$ не монотонна и этот участок согласуется с измерениями [8]. Причина немонотонности в том, что тепловое излучение, при небольших давлениях приводящее к объемным потерям, при высоких давлениях действует как лучистая теплопроводность.

Эксперименты [9] послужили прообразом для математического моделирования явления в двумерной постановке с учетом свободно-конвективных движений газа [10]. С этой целью решалась система уравнений (5) - (8), где в правую часть (6) добавлялось слагаемое $\frac{q}{\rho} \frac{d\rho}{d\tau}$, описывающее тепловую гравитационную конвекцию газа в осевом направлении. Для учета теплового излучения в этой задаче была выбрана более подробная десятигрупповая спектральная модель [11]. Анализ влияния переноса излучения в атомных линиях на структуру разряда, рассматриваемого в рамках локального термодинамического равновесия [12], показал на допустимость пренебрежения ими. Лазерный луч полагался гауссовым. Рефракцию не учитывали.

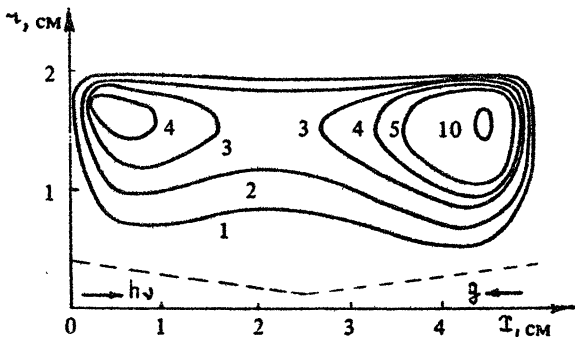
На рис.13 показаны изотермы в замкнутой цилиндрической камере радиусом $R_c = 2$ см и высотой $H_c = 5$ см, стенки которой остаются холодными. Луч радиусом 0,4 см CO_2 -лазера мощностью 6 кВт фокусируется в центре камеры, входя через нижнее основание. Фокусное расстояние линзы $f = 2,5$ см, наименьший радиус в перегалке луча 0,1 см. В рассматриваемом варианте свободно-конвективное движение газа не оказы-



Р и с. 13. Изотермические поверхности при установившемся процессе горения НОР. Пунктир – граница луча. Луч направлен слева направо, ускорение свободного падения – справа налево

зает существенного влияния на разряд, который, как и при отсутствии потока, заметно смещен навстречу лучу. Очевидно, что такое влияние может сказаться при увеличении радиуса пятна фокусировки или уменьшении мощности P_0 , когда разряд сместится в область каустики, и даже незначительного потока газа окажется достаточным для нарушения баланса энергии.

Примечательным результатом математического моделирования конвективного движения в НОР явилось получение стационарной двухвихревой структуры течения, показанной на рис.14. Расположение области и геометрия задачи соответст-



Р и с. 14. Изолинии функции тока. Цифры у кривых – значения функции тока в единицах $1,26 \cdot 10^{-4}$ г/с

вуют рис.13. Расчеты процесса в камерах разной высоты показали, что при $H_c \cong R_c$ в объеме возникает одновихревая структура течения, а максимальная скорость потока вблизи оси падает.

Дальнейшее численно-теоретическое исследование непрерывного оптического разряда мы связываем с рассмотрением физико-химических процессов, играющих важную роль в различных приложениях этого явления.

Литература

1. Ведынов А.А., Гладуш Г.Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов. М.: Энергоатомиздат, 1985.
2. Кифер Д., Петерс К., Кроудер Х. //Аэрокосмическая техника. 1986. Т.4, №1. С.150.
3. Keefer D.R. //J. Appl. Phys. 1975. V.46, N4. P.1080.
4. Райзер Ю.П., Суржиков С.Т. //Квантовая электроника. 1984. Т.11, №11. С.2301; Те же //ГВТ. 1985. Т.23, №1. С.29.
5. Райзер Ю.П., Силантьев А.Ю. //Квант. электроника. 1986. Т.13, №3. С.593.
6. Герасименко М.В., Козлов Г.И., Кузнецов В.А., Масюков В.А. //Письма в ЖТФ. 1979. Т.5, №16. С.954.
7. Райзер Ю.П., Силантьев А.Ю., Суржиков С.Т. //Письма в ЖТФ. 1986. Т.12, №3. С.134; Те же //ГВТ. 1987. Т.25, №3. С.454.
8. Козлов Г.И., Кузнецов В.А., Масюков В.А. //ЖТФ. 1979. Т.49, №11. С.2304.
9. Uhlenbusch J. IPIC-16. Dusseldorf, 1983. P.180.
10. Райзер Ю.П., Суржиков С.Т. //Тезисы докл. 6-й Всесоюз. конф. по динамике излучающего газа /ИПМ им.М.В.Келдыша АН СССР. М., 1987. С.26.
11. Модель излучения высокотемпературных газовых объемов для расчета теплообмена летательных аппаратов: Методические указания. РД 50-25645. 114-84. М.: Изд-во стандартов, 1984.
12. Райзер Ю.П., Силантьев А.Ю., Суржиков С.Т. Двумерные расчеты процессов в оптическом плазмотроне с учетом лучистого теплообмена: Препринт №284 /ИПМ АН СССР. М., 1986.

ВОЗМОЖНОСТИ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МОЩНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

Ю. В. Быков, А. Г. Еремеев

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время, благодаря созданию гиротронов с выходной мощностью порядка нескольких сотен киловатт [1], появилась возможность проведения экспериментов по воздействию мощного электромагнитного излучения на вещество в до сих пор сравнительно слабо исследовавшемся диапазоне длин волн $10 \div 1$ мм. Наибольшее развитие получили работы по исследованию взаимодействия интенсивного излучения миллиметрового диапазона длин волн с плазмой. В частности, гиротроны успешно используются в экспериментах по нагреву плазмы в установках управляемого термоядерного синтеза [2] и в исследованиях газового СВЧ-разряда [3].

В данной работе рассматриваются некоторые аспекты воздействия мощного СВЧ-излучения на конденсированное вещество. Внимание преимущественно уделено тем вопросам, которые связаны с тепловым воздействием излучения. Поглощаемая в веществе энергия СВЧ-излучения приводит к нагреву вещества, и в принципе к физико-химическим и структурным превращениям в нем. При этом в случае обеспечения надлежащих температурных условий происходящие в веществе процессы могут вести к направленному изменению свойств материалов. В этом смысле интенсивное СВЧ-излучение может рассматриваться как один из видов концентрированных потоков энергии, используемых для модификации свойств веществ, а технологические процессы, основанные на применении СВЧ-излучения, — как дополнение к интенсивно развивающимся в настоящее время

мя лазерным, электронно- и ионнолучевым, плазменным и другим технологиям.

В тех случаях, когда качественная сторона и параметры процессов, ответственных за изменение свойств веществ, определяются лишь пространственно-временными характеристиками возникающих в них температурных распределений, конечный результат воздействия не зависит от способа их создания. Поэтому обширная область явлений, связанных с изменением физико-химических и структурных свойств веществ и обусловленных наличием в них заданных тепловых полей, представляется достаточно общей, а результаты исследования воздействия концентрированных потоков энергии на вещество, в частности, лазерного излучения, могут быть непосредственно использованы при изучении воздействия СВЧ-излучения.

Однако особенности воздействия СВЧ-излучения на вещество проявляются уже на стадии формирования тепловых полей, необходимых для реализации процессов, обуславливающих модификацию свойств материалов. В первую очередь это касается специфики объемного, как правило, поглощения СВЧ-энергии в диэлектрических и полупроводниковых материалах. На практике объемный характер выделения тепла оказывается предпочтительнее поверхностного нагрева в большом классе задач, требующих обеспечения малых температурных градиентов в веществе. В расчетах температурных полей, возникающих в результате поглощения СВЧ-мощности, должно учитываться изменение с температурой теплофизических и, что наиболее существенно, электрофизических характеристик веществ, а процесс поглощения описывается самосогласованной системой нестационарных нелинейных уравнений для электрического поля и температуры в среде.

Вторая особенность связана с проблемой обеспечения эффективной передачи энергии излучения обрабатываемому материалу. Дело в том, что хотя доступные в диапазоне миллиметровых длин волн мощности достаточно велики, однако реализация процессов высокотемпературной обработки может быть затруднена вследствие ограничений на интенсивности, связанных с возникновением приповерхностного газового разряда. Пороговые интенсивности, соответствующие возникновению СВЧ-разряда вблизи нагретого до температур порядка температуры кипения вещества, как правило, не на много превосходят те характерные плотности потоков энергии, при которых удается достичь условий, обеспечивающих реализацию структурных, химических, фазовых и других превращений в среде.

Особенности взаимодействия СВЧ-излучения с веществом не ограничиваются лишь вопросами создания необходимых температурных распределений в среде. В частности, характер протекания процессов, обуславливающих изменение свойств материалов, а также процессов, происходящих при воздействии СВЧ-излучения на совокупность различных материалов (типа спекания, сплавления, образования химических соединений и пр.) может в значительной мере определяться степенью их однородности, т.е. такими характеристиками, как наличие примесей, пор, дефектов, формы и размеров зерен и т.д. Однако детальный анализ влияния подобных факторов является, по-видимому, делом будущего, поскольку в настоящее время практически отсутствуют исследования поведения даже близких к совершенным твердых тел в достаточно сильных СВЧ-полях при температурах порядка температур фазовых переходов, а сведения о физических параметрах веществ в соответствующих условиях крайне ограничены. Тем не менее, по-видимому, целесообразно и актуально сформулировать представления о процессах, реализация которых может быть перспективной при использовании воздействия на материалы излучения миллиметрового диапазона длин волн.

2. ВОЗМОЖНОСТИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЕМ

Электромагнитное излучение СВЧ-диапазона нашло достаточно широкое применение при решении ряда технологических задач [4]. В основе использования СВЧ-излучения лежит возможность объемного прогрева материалов, обуславливающая, в первую очередь, повышение энергетической эффективности процессов. Наиболее распространенным технологическим процессом является термическая обработка материалов СВЧ-излучением дециметрового и сантиметрового диапазонов, а установки СВЧ-нагрева, как правило, представляют собой устройства резонаторного или волноводного типов, внутри которых размещается образец. Это обстоятельство накладывает ограничения на габариты и геометрию образцов, а минимальные размеры обрабатываемой зоны ограничены пределами фокусировки, связанными с длиной волны используемого излучения. Кроме того, доступные в этих диапазонах интенсивности квазинепрерывного излучения (как правило, используемые интенсивности не превышают 10^3 Вт/см^2) делают практически невозможным при-

менение соответствующих устройств СВЧ-нагрева для высокотемпературной обработки (типа плавления, испарения) материалов с высокими температурами фазовых переходов.

В том случае, когда речь идет о технологическом использовании излучения, и с учетом технических возможностей, характерных для различных частотных диапазонов, выделение интервала миллиметровых длин волн представляется совершенно естественным*. В отличие от более длинноволновых систем излучение миллиметрового диапазона с помощью квазиоптических систем зеркального типа может быть трансформировано в волновой пучок с необходимой поляризацией поля и заданным распределением интенсивности в поперечной плоскости пучка. Такие квазиоптические системы имеют высокий коэффициент преобразования ($\eta \approx 0,9$) и, будучи выполнены в виде металлических зеркал, практически не несут тепловой нагрузки. Волновые пучки по существу без ослабления могут транспортироваться на значительные расстояния (при необходимости на десятки метров) с помощью волноводных или открытых квазиоптических систем [5]. Излучение может быть сфокусировано в пятно с характерными поперечными размерами порядка длины волны, что при использовании современных мощных гиротронов обеспечивает получение плотностей потоков энергии 10^4 – 10^6 Вт/см². Таким образом, по способу управления излучением и по величине интенсивности излучения системы миллиметрового диапазона сходны с лазерными системами, предназначенными для технологической обработки материалов.

По аналогии с технологическими лазерными системами можно отметить ряд свойств, присущих системам миллиметрового диапазона: высокую концентрацию энергии, локальность воздействия, дистанционность и простоту управления лучом, возможность обработки в газовых средах любого состава и давления, отсутствие загрязнений, вносимых при обработке. Вместе с тем системы миллиметрового диапазона имеют ряд преимуществ по сравнению с лазерными системами. В первую очередь, к ним следует отнести более высокий КПД самого генератора излучения (~ 30 – 40%), простоту управления энергетическими параметрами излучения, уже отмеченную малую

* Здесь не затрагивается вопрос о резонансном воздействии СВЧ-излучения на вещество. В миллиметровом диапазоне резонансное увеличение поглощения при $\omega \sim \tau^{-1}$ (где τ – характерное время установления поляризации вещества) может, в частности, проявляться на начальной стадии нагрева материалов, содержащих пары воды, для молекул которой время установления дипольных моментов порядка 10^{-11} с.

и практически не меняющуюся со временем тепловую нагрузку на элементы формирования и транспортировки излучения, значительно более низкие требования к их юстировке. Быстрое развитие физики высокотемпературной сверхпроводимости и успехи в технологии сверхпроводящих материалов позволяют надеяться на создание устройств, способных заменить охлаждаемые жидким гелием магнитные системы современных гиротронов, являющиеся, по-видимому, основным препятствием широкому использованию мощных генераторов миллиметрового излучения.

Уже в первых работах по использованию интенсивного излучения диапазона миллиметровых волн в технологических целях были продемонстрированы достаточно широкие возможности высокотемпературной обработки материалов. Так, в работе [6] осуществлено спекание алюмооксидных порошков и сварка керамических образцов на частоте излучения 60 Гц. Возможности проведения таких технологических операций, как сваривание металлических и керамических образцов, наплавка металлических и диэлектрических покрытий, химико-термическая обработка металлов, рассматриваются в работе [7]. Проводимые в настоящее время исследования носят в основном поисковый характер. Однако уже на данном этапе можно, исходя из элементарных соображений, высказать некоторые достаточно общие замечания, касающиеся проведения процессов с использованием воздействия интенсивного СВЧ-излучения на вещество.

Отметим, во-первых, существенные трудности в реализации процессов, требующих плотностей потоков энергии свыше $10^4 - 10^5$ Вт/см². К ним, как известно, относятся процессы, связанные с плавлением поверхностного слоя металлов, такие, как легирование, наплавка, сварка металлов и т.д. * . Ограничение сверху на плотности потоков энергии обусловлено двумя факторами: 1) сравнительно низкими значениями пороговых для возникновения приповерхностного пробоя интенсивностей излучения (на поверхностях диэлектрических и полупроводниковых материалов в воздухе при атмосферном давлении, как правило, пороговые значения $I_{пор} \sim (1-10) 10^3$ Вт/см²); 2) практически столь же низкими значениями плотностей потоков энергии, которые могут быть переданы за счет теплопроводности в слое, поглощающем СВЧ-излучение. Действительно, из условия обеспечения оптимального поглощения излучения для толщины слоя поглотителя имеем $l \approx \lambda / (4\sqrt{\epsilon'})$ (λ - длина волны излучения, ϵ' - действительная часть комплексной

* Разумеется, речь идет о локальном поверхностном воздействии, не требующем прогрева всей массы обрабатываемого материала.

диэлектрической проницаемости материала поглотителя), откуда при $\lambda \approx 3$ мм и сравнительно высоком значении $\epsilon' \sim 100$ получаем $\rho \sim 100$ мкм. Плотность теплового потока, которая может быть передана через поглотитель, $i \sim \kappa \Delta T / \rho$, и при типичных значениях перепада температур на толщине слоя $\Delta T \sim 2000$ град и коэффициента теплопроводности $\kappa \sim 3 \cdot 10^{-2}$ Вт/см·град получаем $i < 6 \cdot 10^3$ Вт/см². Известно, что поверхностные источники тепла такой интенсивности способны обеспечить скорости нагрева, превышающие $10^3 - 10^4$ град/с, что позволяет реализовать закалку поверхностного слоя металла без его оплавления.

Значительно более перспективным представляется осуществление процессов, протекающих при достаточно высоких температурах (порядка нескольких тысяч градусов), но не требующих резких температурных перепадов: плавления керамических материалов, диффузионной спайки керамик, спекания, нанесения защитных диэлектрических покрытий, проведения химических реакций высокотемпературного синтеза и т.д. *. Объемное поглощение излучения миллиметрового диапазона в подобных процессах термической обработки, связанных с прогревом определенной толщи материалов, может оказаться существенно более выгодным, чем поверхностное выделение энергии, характерное для воздействия такими концентрированными потоками энергии, как лазерное излучение, потоки плазмы, электронные и ионные пучки.

Легко оценить величину выигрыша энергии, затрачиваемой на нагрев слоя, при объемном поглощении излучения. Для этого воспользуемся выражением для распределения температуры $T(x, t)$, полученным в результате решения простейшей задачи - адиабатического нагрева бесконечного плоского слоя [9]:

$$T(x, t) - T_0 = \frac{\mu I \rho^2}{\kappa} \left\{ \frac{1}{\mu \rho} (1 - e^{-\mu \rho}) \frac{x t}{\rho^2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[1 - (-1)^n e^{-\mu \rho} \right] \frac{2 \mu \rho \cos \mu_n x / \rho}{\mu_n^2 (\mu^2 \rho^2 + \mu_n^2)} + [1 - \operatorname{erf}(-\mu_n^2 x t / \rho^2)] \right\}, \quad (1)$$

где T_0 - начальное однородное по толщине слоя распределение температуры, I - интенсивность падающего на слой излучения, μ - коэффициент его поглощения, α - коэффициент температуропроводности материала слоя, $\mu_n = n \pi$. В случае больших значений параметра Фурье $x t / \rho^2 \gg 1$ и

* Возможности использования более длинноволнового (дециметрового и сантиметрового) излучения для спекания и пайки некоторых конкретных материалов рассмотрены в работе [8].

фиксированной температуры на стороне слоя, противоположной падающему излучению, получаем, что температуры лицевой поверхности, соответствующие значениям $\mu l \rightarrow \infty$ и $\mu l \rightarrow 1$, отличаются примерно на порядок. В случае адиабатически нагреваемого слоя во столько же раз энергия, затрачиваемая на нагрев до заданной температуры тыльной поверхности слоя, при объемном поглощении излучения меньше, чем энергия, требуемая в условиях поверхностного поглощения*.

Объемный характер выделения энергии, наряду с созданием квазиоднородного нагрева, является более предпочтительным с точки зрения обеспечения безразрядных условий обработки материалов. Процессы, в которых прогрев внутренних слоев материала происходит лишь за счет теплопроводностного оттока энергии от поглощающей поверхности, имеют более сильное ограничение сверху на интенсивность используемого излучения (а следовательно, и на производительность), поскольку пороговая для возникновения разряда интенсивность в первую очередь связана с температурой обрабатываемой поверхности. То же самое справедливо и в случае реализации процессов, не допускающих перегрева материала выше некоторой допустимой температуры (например, температуры кипения, во избежание интенсивного уноса вещества).

Из баланса энергии легко получить представление о величинах мощностей, необходимых для термообработки материалов. Так, для процессов, связанных с нагревом и плавлением поверхностного слоя диэлектрического вещества, мощность излучения и производительность обработки S [см²/с] связаны соотношением

$$S = \frac{(1-R)\rho(1-e^{-\mu l})}{\rho(c_p \Delta T + q)l}, \quad (2)$$

где ρ — падающая на слой толщины l мощность, R — коэффициент отражения излучения, ρ и c_p — плотность и теплоемкость вещества, q — удельная теплота его плавления. При типичных значениях параметров $\rho \approx 3$ г/см³, $c_p \approx 1$ Дж/г·град, $\Delta T = 1500$ град, $q = 10^3$ Дж/г, $l \approx 0,1$ см, $\mu l \approx 1, 1-R \approx 0,5$ получаем соотношение S (см²/с) = ρ (кВт). Таким образом, при достигнутом на сегодняшний день уровне мощности гиротронов (десятки киловатт в непрерывном режиме) можно говорить о приемлемых в производственном отношении скоростях высокотемпературной обработки.

* Отметим, что при выполнении условия $\mu l / l^2 \gg 1$ полученное соотношение для энергий не зависит от теплофизических характеристик материала.

Отметим, что возможность локализации интенсивного миллиметрового излучения в свободном от канализирующих электродинамических систем пространстве позволяет надеяться на перспективность использования волновых пучков излучения в процессах особо чистого высокотемпературного химического синтеза и очистки материалов. Так, например, путем локального плавления порошков были получены таблетки с поликристаллической структурой из окиси алюминия ($T_{\text{ПЛАВА}} \approx 2050^\circ\text{C}$) и борида лантана ($T_{\text{ПЛАВА}} \approx 2500^\circ\text{C}$). При этом получившиеся в результате плавления и последующей кристаллизации таблетки контактировали лишь с массой исходного порошка и, следовательно, не содержали загрязняющих примесей, т.е., по существу, плавление происходило в бестигельных условиях.

Как уже отмечалось выше, взаимодействие СВЧ-излучения с веществом может обладать специфическими особенностями, не связанными непосредственно с протекающими в нем тепловыми и процессами. Такие особенности были отмечены в работах по спеканию диэлектрических порошков и сварке керамических материалов [10]. Результаты исследования микроструктуры слоев раздела, получающихся при пайке керамических образцов через стеклянную прослойку, показывают, что характер связей, образующихся при обработке СВЧ-излучением, является преимущественно диффузионным, в то время как при нагреве традиционными термическими методами диффузионные процессы не играют существенной роли в образовании сцепления слоев. Это, по-видимому, является следствием различия в кинетике процессов, происходящих на границах раздела и обусловленных спецификой взаимодействия СВЧ-излучения с конденсированными средами. Дело в том, что в процессе взаимодействия излучения с веществом существенным обстоятельством оказывается влияние на эффективность взаимодействия состояния самой обрабатываемой среды, а именно факторов, определяющих такие ее параметры, как коэффициент поглощения и отражения излучения. Подобное установление обратной связи вообще характерно для процессов воздействия концентрированных потоков энергии на вещество и широко исследуется в работах по термическому лазерному воздействию (лазерной термохимии) [11]. Можно ожидать, что развиваемые в этих работах идеи найдут продолжение в исследованиях взаимодействия СВЧ-излучения с веществом.

Приведенная выше оценка производительности обработки справедлива при плотностях потока энергии, меньших пороговых для возникновения приповерхностного разряда. Следует однако отметить, что в ряде процессов наличие разряда вблизи

поверхности может играть положительную роль* . . . В частности, это касается процессов, связанных с необходимостью перемешивания вещества в расплаве. Интенсивное перемешивание значительно более эффективное, чем обусловливаемое конвективными потоками в расплавах, возможно в случае возникновения автоколебательных режимов в системе "электромагнитная волна + плазма разряда + испаряющаяся поверхность". Характерные частоты пульсаций, вызываемых ослаблением излучения в плазме разряда и охлаждением поверхности, зависят в первую очередь от интенсивности излучения, электро- и теплофизических характеристик материала и рода окружающего газа и, как показывают эксперименты, составляют единицы и десятки герц. Измерение с соответствующими временами таких определяющих движение расплава параметров, как температура, вязкость, давление, может оказывать заметное влияние на процессы переноса в среде [12].

Особого внимания также заслуживают процессы обработки, основанные на поглощении СВЧ-излучения в плазме поверхностного разряда. В таких процессах поглощаемая в плазме энергия может быть использована, например, для расплавления продуваемых через разрядную плазму порошковых материалов с целью нанесения покрытий, либо для создания химически активных частиц, способных образовывать при взаимодействии с материалом поверхности новые соединения (азотирование, борирование поверхностей и т.д.). Подобные процессы в настоящее время широко исследуются как при пониженных давлениях (в плазме тлеющего разряда), так и при давлениях в десятки атмосфер (лазерно-плазменное воздействие). Поддерживаемая интенсивным электромагнитным излучением миллиметрового диапазона длин волн разрядная плазма атмосферного давления характеризуется промежуточными значениями температуры газа (порядка нескольких тысяч градусов) и достаточно высокими значениями параметра $E_{эф} / N$ ($E_{эф}$ - эффективное значение электрического поля, N - концентрация частиц газа), определяющего генерацию химически активных частиц. Кроме того, в случае нанесения покрытий из потока расплавляемого в плазме СВЧ-разряда порошка существенным может оказаться дополнительный источник нагрева частиц, обусловленный непосредственным поглощением ими излучения. Отмеченные факторы позволяют надеяться на перспективность

* Разумеется, это возможно лишь в случае, если сам процесс термообработки не критичен к снижению средней по времени температуры поверхности из-за ее экранировки от излучения.

ряда поисков обработки материалов плазмой приповерхностного разряда, поддерживаемого СВЧ-излучением.

Результаты начатых работ по исследованию воздействия интенсивного излучения миллиметрового диапазона длин волн свидетельствуют о перспективности его использования в достаточно широком классе технологических операций. Дальнейшее развитие работ в этой области будет, по-видимому, зависеть от решения комплекса физических задач, которые могут быть выделены в следующие основные группы:

- исследование электродинамики взаимодействия СВЧ-излучения с веществом (получение информации о температурных зависимостях электрофизических параметров веществ и материалов; развитие математических моделей, описывающих пространственно-временные характеристики температурных полей, возникающих в результате поглощения СВЧ-излучения в обрабатываемых материалах; оптимизация параметров конкретных технологических поисков);

- исследование взаимодействия излучения с веществом в условиях существования приповерхностного разряда (поиски путей повышения пороговых для возникновения разрядов интенсивностей излучения; возможности эффективной термообработки при наличии поглощения в плазме разряда; исследование процессов, происходящих на границе плазмы газового разряда и поверхности твердого вещества);

- исследование изменения структурных и физико-химических свойств материалов при их обработке интенсивным СВЧ-излучением.

Ниже, в разд. 3, рассматриваются вопросы, касающиеся возможностей экспериментального определения электрофизических характеристик веществ и расчета температурных полей, а в разд. 4 - вопросы, связанные с возникновением СВЧ-разряда вблизи поверхности обрабатываемых материалов.

3. НАГРЕВ МАТЕРИАЛОВ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЕМ

Физические основы механизмов поглощения СВЧ-излучения в конденсированных средах, по крайней мере в общих чертах, достаточно хорошо известны [13]. Не вдаваясь в анализ механизмов поглощения будем интересоваться лишь эффективностью взаимодействия излучения миллиметрового диапазона с веществом. Воздействие излучения на обрабатываемый образец может быть охарактеризовано поглощательной способностью A -

отношением поглощаемой мощности к падающей. Величина поглощательной способности зависит как от электрофизических параметров вещества — комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$, так и от условий облучения — взаимного расположения облучаемого образца и волнового пучка, углов сходимости пучка, толщины образца, наличия неоднородностей на его поверхности и в объеме и т.д. Знание электрофизических параметров веществ на заданной частоте излучения позволяет выделить классы веществ, на которые может быть оказано достаточно эффективное воздействие. На основе таких данных, в принципе, могут быть рассчитаны наиболее оптимальные с точки зрения поглощения излучения геометрические параметры схемы облучения.

К сожалению, необходимые для расчетов поглощательной способности сведения об электрофизических характеристиках веществ в миллиметровом диапазоне длин волн крайне ограничены и относятся в основном к радиопрозрачным материалам, используемым в качестве выходных окон мощных электровакуумных приборов и антенных обтекателей. Кроме того, воздействие излучения на вещество сопровождается нагревом и, следовательно, изменением его электрофизических свойств. При этом, если действительная часть диэлектрической проницаемости ϵ' для большинства диэлектрических и полупроводниковых материалов при нагреве меняется сравнительно слабо, то мнимая часть ϵ'' (или проводимость), как правило, экспоненциально возрастает с увеличением температуры. Поэтому расчет эффективности воздействия излучения на вещество должен вестись с учетом температурной зависимости комплексной диэлектрической проницаемости. Дело осложняется также тем, что обрабатываемые материалы могут иметь достаточно сложный химический состав, разнообразную структуру строения, содержать, как уже отмечалось, различные включения, дефекты, пары, примеси и т.д. Учет совместного влияния этих факторов на поглощательную способность, по-видимому, может быть сделан лишь опытным путем, а единственно надежным представляется экспериментальное определение коэффициентов поглощения излучения веществом.

Одна из экспериментальных возможностей заключается в использовании калориметрического метода, широко применяемого для определения поглощательной способности при воздействии на вещество лазерного излучения [14]. Метод заключается в нагреве излучением термически тонкого слоя вещества с одновременной регистрацией его температуры и производной от температуры по времени. В случае равенства при фиксированной

температуре тепловых потерь на стадии нагрева и охлаждения образца его поглощательная способность определяется как

$$A(T) = \frac{(dT/dt)_+ - (dT/dt)_-}{c(T) \rho l I}, \quad (3)$$

где $(dT/dt)_+$ и $(dT/dt)_-$ - производные от температуры соответственно на стадии нагрева и охлаждения, I - интенсивность падающего на образец излучения. В данном способе определения поглощательной способности излучение, на частоте которого проводятся измерения, выполняет также функцию нагревательного элемента. Это обстоятельство выгодно отличает калориметрический способ от таких широко распространенных способов, как волноводный и резонаторный, поскольку в миллиметровом диапазоне длин волн совместить измерительную и нагревательную (при нагреве до температур 2000-3000 град) функции излучения достаточно сложно.

В тех случаях, когда можно пренебречь зависимостью ϵ' от T , найденная экспериментально функция $A(T)$ позволяет определить высокочастотную проводимость ϵ вещества и ее температурную зависимость*. Для образца фиксированной толщины легко получить выражение, связывающее величину

$A(T)$ с параметрами l , ϵ' и $\epsilon(T)$ (см., например, [15]).

В таблице в качестве примера приведены измеренные калориметрическим методом в миллиметровом диапазоне длин волн электрофизические параметры ряда соединений. Отметим, что все экспериментальные результаты данной работы получены с использованием непрерывного излучения мощностью до 5 кВт на длине волны ≈ 3 мм, сформированного в виде крутосходящегося волнового пучка.

Интерес к определяющим СВЧ-поглощение параметрам приведенных в таблице веществ объясняется тем, что они являются одними из основных компонентов ряда керамических и композитных материалов. Исходные вещества представляли собой порошки различной дисперсности и пористости. Толщины слоев порошков выбирались из условия обеспечения термической однородности и не были оптимальными с точки зрения получения максимальной поглощательной способности. На основе полученных экспериментальных данных $A(T)$ в предположении постоян-

* Анализ литературных данных по поведению $\epsilon'(T)$ в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн показывает, что величина ϵ' для целого ряда соединений типа ионных и ковалентных кристаллов изменяется не более, чем в 1,5 - 2 раза при увеличении температуры вплоть до температуры плавления.

Величины высокочастотной проводимости
и коэффициента поглощения порошковых материалов ($\lambda = 3$ мм)

Материал	ϵ_0 , Ом·см ⁻¹	β , град	ϵ (T = 300)	μ , см ⁻¹ (T = 300)
Al ₂ O ₃	3·10 ⁻³	810	2·10 ⁻⁴	5,6·10 ⁻²
C ₂ O ₃	5,5·10 ⁻¹	1560	3·10 ⁻³	6,6·10 ⁻¹
MgO	3,7·10 ⁻³	1050	1,1·10 ⁻⁴	3,4·10 ⁻²
TiO ₂	3,3·10 ⁻²	900	1,6·10 ⁻³	3,1·10 ⁻¹
Шамот (66% SiO ₂ , 31% Al ₂ O ₃ , 1% FeO, 2% MgO)	3,2·10 ⁻³	630	3,5·10 ⁻³	9,8·10 ⁻¹
SiC	2,1·10 ⁻²	830	1,3·10 ⁻³	4·10 ⁻¹

ства действительной части диэлектрической проницаемости были рассмотрены зависимости высокочастотной проводимости $\epsilon(T)$ и коэффициента поглощения μ [см⁻¹] = $\frac{4\pi\epsilon(T)}{c\sqrt{\epsilon}}$ ($c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с).

Полученные зависимости $\epsilon(T)$ хорошо аппроксимируются выражением $\epsilon = \epsilon_0 e^{-B/T}$, где $B \sim 0,1$ эВ. Интересно отметить, что низкая энергия активации высокочастотной проводимости наблюдается также в аморфных материалах окисного состава (0,1 эВ на частоте 35 Гц, против 0,62 эВ в случае статической проводимости), что, по-видимому, свидетельствует о различных механизмах проводимости в статическом и высокочастотном толе [16].

Расчеты величины поглощаемой мощности излучения для конкретных технологических операций, разумеется, могут быть сделаны лишь на основе измерения коэффициентов поглощения заданных материалов и с учетом геометрии схемы облучения обрабатываемых образцов. Следует отметить, что введение для реальных используемых материалов эффективных параметров, определяющих поглощение, на основе данных, полученных для соответствующих "совершенных" веществ, является, как правило, не оправданным, поскольку величины реальных электрофизических параметров зависят от большого числа факторов, характеризующих состояние материалов. Результаты проведенных измерений поглощательной способности ряда материалов в миллиметровом диапазоне длин волн позволяют сделать следующие, обладающие, по-видимому, достаточной общностью заключения:

- поглощение излучения в большинстве диэлектрических и полупроводниковых материалов имеет объемный (в масштабе длины волны в материале) характер;

- резкое возрастание высокочастотной проводимости с ростом температуры может характеризоваться весьма малой ($\sim 0,1$ эВ) энергией ее активации; существенные различия в величинах проводимости и энергиях активации, соответствующих СВЧ и низкочастотным полям, делает невозможным использование данных, полученных в статических полях, для расчетов СВЧ-поглощения;

- при использовании излучения, сформированного в виде волнового пучка, могут быть реализованы близкие к единице величины поглотительной способности.

Расчет температурных полей, возникающих при воздействии СВЧ-излучения на вещество с учетом объемного характера поглощения энергии и резкой зависимости проводимости от температуры, сводится, как известно (см., например, [17]); к решению задачи нагрева зависящими от времени распределенными источниками тепла. Процесс СВЧ-нагрева описывается самосогласованной системой уравнений, одно из которых характеризует распространение электромагнитной волны в среде с переменными параметрами, другое - изменение температуры среды, обусловленное действием зависящих от координат и времени источников тепла*. В простейшем одномерном случае без учета фазовых превращений в среде система уравнений имеет вид

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \left(\epsilon' - i \frac{4\pi\sigma(T)}{\omega} \right) E = 0, \quad (4)$$

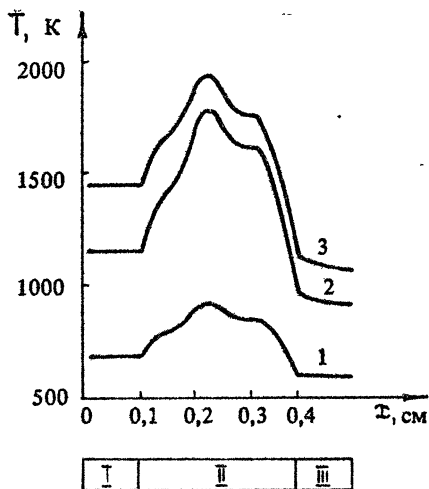
$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{1}{2} \epsilon'' |E|^2,$$

где E - комплексная амплитуда высокочастотного поля; остальные обозначения традиционны.

На рис.1 в качестве примера приведены результаты расчета нагрева двухслойной среды, соответствующего процессу нанесения тугоплавкого покрытия (окиси алюминия) на шамотную основу. Результаты получены численным интегрированием системы уравнений (4). Излучение в виде плоской волны падает со стороны слоя Al_2O_3 . С противоположной стороны слой шамота граничит с тонкой металлической пластиной, обеспечивающей отражение проходящей мощности. Граничные условия на поверхностях, контактирующих с окружающим воздухом, соответ-

* Отметим, что при нагреве веществ такими концентрированными потоками энергии, характеризующимися объемным поглощением, как, например, электронные и ионные пучки, влияющие изменения в процессе нагрева параметров среды на поглощение, как правило, несущественно.

ствуюг теплообмену, определяемому свободной конвекцией. Кривые 1, 2 - результаты расчетов, проведенных без учета температурной зависимости $\epsilon(T)$ и полученных соответственно при $T=T_0 = 300$ К и $T=T_{\text{ср}} = 1000$ К. Отметим существенное отличие температур, достигаемых к фиксированному моменту времени (моменту достижения температуры расплава шамота), в случае использования в расчетах реальной зависимости $\epsilon(T)$ (кривая 3) и "холодных" значений проводимости $\epsilon(T = 300$ К). Результаты измерений времени воздействия, необходимого для достижения расплава шамота, с точностью до экспериментальной ошибки ($\sim 15\%$) совпали с расчетными значениями. Достаточно хорошее совпадение экспериментальных значений, полученных при воздействии остросфокусированного волнового пучка, и результатов расчетов, проведенных в приближении плоской электромагнитной волны, объясняется малым распылением тепла в данных материалах за время нагрева.



Р и с. 1. Пространственное распределение температуры в двухслойной среде ($I = 3 \cdot 10^3$ Вт/см²): I - окись алюминия, II - шамот, III - металл

При решении системы уравнений (4) определяется также интегральный за время воздействия коэффициент использования излучения - отношение энергии, затраченной на нагрев, и падающей энергии. Несмотря на отсутствие оптимизации в выборе толщин слоев и интенсивности излучения, коэффициент использования оказался достаточно высоким ($\sim 70\%$).

В тех случаях, когда электрофизические свойства веществ не позволяют обеспечить эффективное поглощение излучения, представляется естественным использование специальных поглощающих покрытий. Идеи, лежащие в основе создания поглощающих в СВЧ-диапазоне покрытий, достаточно просты и хорошо известны [18]. Наиболее перспективными в технологии СВЧ-термообработки материалов являются, по-видимому, металлodieлектрические покрытия, представляющие собой окруженные диэлектриком частицы с достаточно высокой проводимостью (металлические или полупроводниковые) и с характер-

ными размерами порядка толщины скин-слоя* . Эффективность таких покрытий была экспериментально исследована в коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн. Покрытия представляли собой смесь порошков металлов (диаметр частиц 2-10 мкм) и порошка Al_2O_3 в соотношении весовых процентов 1:3 с эпоксидной смолой в качестве связующего элемента. Оказалось, что нанесенные на металлическую основу покрытия позволяют обеспечить близкую к единице поглощательную способность. При этом поглощательная способность практически не зависела от рода используемого металла (Fe , Al , Mo , Ti , W). В экспериментах отмечалось резкое возрастание темпа нагрева поглощающего слоя при достижении средней температуры слоя 1000-1200°C, обусловленное, по-видимому, дополнительным выделением энергии в результате экзотермических реакций окисления металлических частиц. Отметим, что качество поглощающих покрытий определяется не только эффективностью поглощения излучения, но в равной степени их термостойкостью, т.е. способностью сохранять свои поглощательные и теплопередающие свойства всего процесса термообработки.

4. ПРИПОВЕРХНОСТНЫЙ СВЧ-РАЗРЯД

Вопросы термостойкости материалов и покрытий, их термохимической стойкости, температур их фазовых превращений являются одними из основных при рассмотрении возможностей высокотемпературной обработки СВЧ-излучением. Дело в том, что стремление к увеличению производительности обработки путем повышения интенсивности излучения, а также попытки проведения процессов, требующих больших значений плотностей потоков энергии, наталкиваются, как уже отмечалось, на ограничение, связанное с возникновением разряда вблизи облучаемой поверхности и уменьшением эффективности воздействия вследствие поглощения части СВЧ-энергии в плазме разряда. Известно, что пороговые значения интенсивности электромагнитного излучения, при которых происходит развитие разряда вблизи поверхности, значительно (на 2-3 порядка при квазинепрерывном режиме облучения) меньше интенсивностей, необходимых для объемного пробоя окружающей атмосферы

* Согласно [19] поглощающие свойства могут быть значительно улучшены при использовании двухслойных металлических частиц с диэлектрическим ядром.

ры. Снижение пороговых значений интенсивности было отмечено достаточно давно в исследованиях передачи мощного СВЧ-излучения по волноводным трактам. В этих работах (см., например, [20]) снижение порога возникновения разряда связывается в первую очередь с нагревом и вытеснением газа из областей, окружающих случайные неоднородности, поглощающие СВЧ-излучение. Однако при интенсивностях $I < 10^4$ Вт/см² только лишь нагревом газа не могут быть объяснены регистрируемые экспериментально пробойные плотности потока энергии. Так, элементарная оценка пороговой интенсивности, соответствующей нагреву газа до температуры, при которой реализуются оптимальные условия набора энергии электронами ($\omega \sim \nu$, ν — частота транспортных столкновений электронов с тяжелыми частицами), дает при $\omega = 6 \cdot 10^{11}$ с⁻¹ для возникновения разряда в воздухе значение $I_{пор} \sim 1,5 \cdot 10^4$ Вт/см², превышающее более чем на порядок экспериментальное значение. Более точно оценить пробойную интенсивность с учетом основных процессов в нагретом воздухе, оказывающих влияние на развитие электронной лавины (возбуждение колебательных и электронных уровней молекул, ассоциативную и ступенчатую ионизацию и т.д.), не удастся ввиду отсутствия данных по температурным зависимостям основных кинетических коэффициентов. Отметим лишь, что естественным ограничением нарастания электронной концентрации в процессе развития разряда является достижение ее значений порядка критической концентрации, равной для $\lambda = 3$ мм величине 10^{14} см⁻³ и соответствующей температуре воздуха, находящегося в термодинамически равновесном состоянии, порядка 6000 К. В то же время результаты проведенных спектральных исследований плазмы разряда свидетельствуют о том, что температура газа в развившемся приповерхностном СВЧ-разряде не превышает 3500 К. Такое различие в температурах газа может быть следствием либо отсутствия термодинамического равновесия в разряде и неравновесного характера ионизации в нем, либо отличием состава газа в приповерхностной разрядной области от состава окружающего воздуха.

Механизм снижения порога возникновения разряда, создаваемого пучком электромагнитных волн вблизи поверхности твердого тела, подробно исследован в работах по взаимодействию лазерного излучения с веществом и в режимах длительного воздействия излучения ($\tau \approx 1$ мкс) хорошо описывается "испарительной" моделью [21]. Согласно этой модели в процессе поглощения излучения вещество нагревается до некото-

рой температуры T^* , при которой происходит его заметное испарение, после чего, в случае превышения интенсивностью некоторого порогового значения, разряд развивается в смеси окружающего вещества газа и испаренного вещества, содержащего достаточно легко ионизуемые элементы.

Время развития поверхностного пробоя является суммой времени t_n нагрева вещества до $T=T^*$ и времени t_e - нарастания электронной концентрации до пробойного значения. Время нагрева поверхности вещества в предположении постоянства его теплофизических параметров в одномерном приближении без учета тепловых потерь связано с интенсивностью излучения I соотношениями

$$T - T_0 = \frac{2(1-R)I}{k} \left(\frac{x t}{\mu} \right)^{1/2}, \quad \text{при } \mu^2 l^2 \gg 1, \quad (5a)$$

$$T - T_0 = \frac{(1-R)I}{k} \mu x t \quad \text{при } \mu^2 l^2 \ll 1, \quad (5b)$$

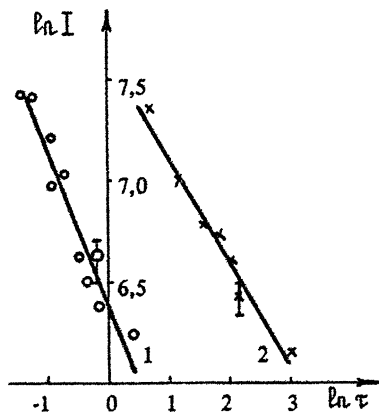
где $l = (x t)^{1/2}$ - характерный размер области теплопроводного расплывания энергии за время действия излучения.

Эксперименты по определению зависимости времени возникновения пробоя на поверхности ряда материалов от величины интенсивности падающего излучения показали, что при $I < 10^4$ Вт/см² выполняется соотношение $t_n > t_e$. В качестве примера на рис.2. приведены экспериментальные зависимости времени возникновения разряда $\tau_{\text{РАЗР}} = f(I)$ для двух материалов, обладающих на длине волны 3 мм существенно разными коэффициентами поглощения, - стекла (пирекс) и шамота. Экспериментальные точки достаточно хорошо ложатся на прямые $\ln I = \alpha \ln \tau_{\text{РАЗР}}$ с значениями $\alpha = -1/2$ (стекло) и $\alpha = -1$ (шамот), что свидетельствует о применимости для описания поверхностного СВЧ-пробоя испарительной модели. Отметим, что в спектре приповерхностного разряда наблюдались интенсивные линии металлов (Na, K, Mn) с низким потенциалом ионизации, входящих в состав облучаемых материалов в виде окислов, а измеренная по относительным интенсивностям вращательных линий перехода ($A^2 \Sigma, v' = 0 \rightarrow X^2 \Sigma, v'' = 0$) радикала OH температура газа составила (3000 ± 300) К.

Механизмы развития приповерхностного пробоя в парах вещества в СВЧ и оптическом диапазонах по существу идентичны. Отличия в динамике пробоя и значениях пороговых интенсивностей обусловлены различными соотношениями частот электро-

магнитного поля и частоты столкновений ν электронов с нейтральными частицами. При достаточно малых плотностях потоков энергии излучения, таких, что давление пара вблизи поверхности порядка давления окружающего газа, различия в соотношениях частот ω и ν , характерных для этих диапазонов, может привести к качественно различным процессам ионизации газа вблизи поверхности. В зависимости от величины интенсивности падающего на вещество излучения нарастание электронной концентрации до пробойного значения может происходить как в результате неравновесной ионизации, так и вследствие квазиравновесного прогрева паров до температуры термической ионизации. Анализ механизма возникновения и характера ионизации в развивающемся поверхностном разряде весьма важен с практической точки зрения, поскольку на его основе могут быть разработаны рекомендации по реализации режимов обработки материалов либо свободных от возникновения разряда, либо обеспечивающих минимальную экранировку падающего излучения в плазме разряда.

Оценим пороговые значения интенсивностей излучения в рамках испарительной модели возникновения приповерхностного разряда. В этой модели основными параметрами, определяющими характер ионизации на стадии развития разряда, являются интенсивность излучения I и температура поверхности T^* . В зависимости от соотношения величин T^* и температуры кипения вещества $T_{\text{кип}}$ возможна реализация условий развитого испарения ($T^* \geq T_{\text{кип}}$), характеризующихся пробоем паров вещества, и при $T^* < T_{\text{кип}}$ возникновение пробоя в смеси паров и окружающего газа. Поскольку плотность паров вещества экспоненциально возрастает с увеличением температуры поверхности, определение пороговой интенсивности возникновения квазиравновесного поверхностного разряда сводится, по существу, к нахождению температуры T^* , при которой равновесная концентрация электронов смеси



Р и с. 2. Зависимость времени возникновения разряда от интенсивности СВЧ-излучения:
1 — стекло, 2 — шамот

пара и окружающего газа обеспечивает диссипацию СВЧ-энергии, достаточную для поддержания при этой температуре системы "плазма разряда + поверхность". Проведение соответствующих расчетов достаточно громоздко, а решение на их основе задачи нагрева смеси с учетом зависимости $\mu(T)$ требует привлечения численного интегрирования системы уравнений, сходной с (4). Поэтому попытаемся получить представление о характерных значениях параметров приповерхностного разряда на основе имеющихся экспериментальных данных.

Оценим значение температуры T^* , обеспечивающей горение квазиравновесного разряда, исходя из экспериментального факта - существования разряда с газовой температурой порядка 3000 К на помещенной в воздухе окиси алюминия при интенсивности $I \geq 10^3$ Вт/см². Полагая, что основные потери энергии из разряда при $T \sim 3000$ К связаны с нагревом окружающего газа за счет теплопроводностного выноса энергии, из уравнения баланса энергии получаем

$$\mu(T) \sim \frac{\kappa(T)(T-T_0)}{I d^2}, \quad (6)$$

где коэффициент теплопроводности воздуха $\kappa(T=3000 \text{ К}) \approx 5 \cdot 10^{-3}$ Вт/см·град, $d \approx 0,5$ см - характерный поперечный размер разрядной области. Воспользовавшись зависимостями плотности паров Al_2O_3 и степени их диссоциации от температуры [22], из уравнения Саха легко оценить температуру, при которой равновесная концентрация электронов соответствует данному коэффициенту поглощения. Полагая, что появление электронов связано в основном с ионизацией атомов алюминия ($\psi_i^{Al} \approx 6$ эВ), образующихся в процессе диссоциации Al_2O_3 , для температуры поверхности получаем $T^* \approx 2700$ К, меньше чем $T_{кип}(Al_2O_3) \approx 3200$ К. При данной температуре парциальное давление паров алюминия составляет $6 \cdot 10^{-3}$ Торр, т.е. разряд поддерживается в воздухе с довольно малой концентрацией легкоионизируемой примеси.

Приведенная оценка, не учитывающая изменения концентрации легкоионизируемых атомов вследствие теплового расширения испаряющегося вещества, справедлива в случае достаточно высокого давления окружающего газа ($p \gg p^{Al}$) и при продольных (относительно направления распространения излучения) размерах разряда, не превышающих по порядку величины его поперечных размеров. В этих условиях уменьшение концентрации электронов по мере удаления от поверхности, обусловлен-

ное рекомбинацией и диффузией*, в значительной мере нейтрализовано рождением электронов при ионизации примеси с константой скорости:

$$k_i \approx 6 \cdot 10^{-10} \cdot \sqrt{T_e} (\psi_i/T_e + 2) e^{-\psi_i/T_e}, \quad (7)$$

где температура электронов T_e при наличии сильного электромагнитного поля может значительно превышать температуру тяжелых частиц:

$$T_e - T \sim \frac{2}{3\delta} \frac{4\pi e^2 I}{mc(\omega^2 + \nu^2)}, \quad (8)$$

где e и m — заряд и масса электрона, $\delta \sim 3 \cdot 10^{-3}$ — доля энергии электронов, теряемая в неупругих соударениях с молекулами при температуре $T \sim 3000$ К.

Отметим, что в случае существенно неоднородного по объему материала нагрева снижению характерной температуры поддержания квазиравновесного разряда может способствовать разрушение поверхности вещества вследствие напряжений, обусловленных температурными градиентами. Вылетающие частицы материала продолжают нагреваться в поле падающего излучения. При этом, если размеры частиц малы по сравнению с длиной волны излучения, то вследствие усиления поля на частицах темп их нагрева может значительно превышать скорость изменения температуры монолитного вещества.

Оценим теперь пороговое значение интенсивности излучения, при котором возможно развитие приповерхностного разряда вследствие неравновесной ионизации смеси пара и воздуха. Учтем при этом влияние на развитие разряда процесса ступенчатой ионизации с электронно-возбужденных уровней атомов легкоионизируемой примеси. Система уравнений, описывающих кинетику электронов и электронно-возбужденных атомов, имеет вид

$$\frac{d n_e}{d t} = \nu^* n_e N_M^* / N_M, \quad (9a)$$

$$\frac{d N_M^*}{d t} = \nu^* n_e - A N_M^*, \quad (9b)$$

* При столь высоких T потери электронов, обусловленные прилипанием к молекулам O_2 , практически отсутствуют, так как они компенсируются в столкновениях O_2 с горячими молекулами.

где Λ^{-1} — радиационное время жизни возбужденных состояний (полагается, что при $T < T_{\text{кип}}$ и размерах разрядной области $d \sim \lambda$ плазма разряда является оптически тонкой и пленения резонансного излучения не происходит), ν^* — частота возбуждения электронных состояний, совпадающая примерно с обратным временем набора энергии электроном в СВЧ-поле:

$$\nu^* = \frac{1}{E} \frac{dW_e}{dt} = \frac{1}{E^*} \left(\frac{4\pi e^2 I \nu}{m_L (\omega^2 + \nu^2)} - \kappa_{e\nu} \Delta E_{\nu} N_2 \right). \quad (10)$$

Член, описывающий потери энергии электронов в процессе развития неравновесного разряда, содержит лишь неупругие соударения электронов с молекулами азота N_2 , приводящие к возбуждению колебательных уровней с энергией $\Delta E_{\nu} \approx 0,3$ эВ. В системе уравнений (9) положено, что средняя энергия возбуждения электронных состояний порядка половины потенциала ионизации атомов $E^* \approx \psi_i / 2$, а частота ионизации атомов с электронно-возбужденных уровней $\nu_i = \nu^* (N_M^* / N_N)$. Система (9) справедлива при временах, не превышающих время t_D диффузионных потерь электронов из области СВЧ-пучка. Система уравнений (9) имеет решение "взрывного" типа [23]: $n_p = n_{e0} / \sqrt{1 - \frac{n_{e0} \nu^* t}{N_M \Lambda}}$, где n_{e0} — начальное значение n_e . Полагая, что время развития лавины $t \sim 0,1 t_D \sim 10^{-5}$ с и используя (10), оценим пороговую для возникновения неравновесного разряда величину интенсивности излучения. Так, при приведенных выше значениях параметров, соответствующих режиму поддержания квазиравновесного разряда вследствие разогрева смеси паров вещества и воздуха ($T \sim 2700$ К, $n_{e0} \sim 10^{11}$ см $^{-3}$, $\omega \sim \nu \sim 5 \cdot 10^{11}$ с $^{-1}$, $\frac{n_{e0}}{N_M} \sim 5 \cdot 10^{-4}$, $\Lambda \sim 10^8$ с $^{-1}$), получаем $I \sim (1 \pm 2) \cdot 10^3$ Вт/см 2 .

Таким образом, полученные оценки пороговых интенсивностей для обоих механизмов поддержания ионизации находятся в согласии с экспериментальным фактором существования в соответствующем режиме приповерхностного разряда. Решение вопроса о реализации того или иного механизма, как уже отмечалось, имеет большое практическое значение и требует более детальных экспериментальных исследований.

Однако на основе приведенного рассмотрения могут быть сделаны некоторые замечания, касающиеся возможностей организации режимов обработки материалов при повышенных интенсивностях излучения. Очевидным соображением является использование материалов и покрытий с высокой температурой кипения и большими потенциалами ионизации входящих в их состав элементов. Ясно также, что вследствие экспоненциальной

зависимости давления паров от температуры и снижения температуры кипения с уменьшением давления окружающего воздуха возможности увеличения пороговой для возникновения разряда интенсивности, связанные с воздействием на вещество в условиях вакуума, весьма ограничены.

Пороговая интенсивность может быть увеличена при использовании принудительного продува газа вдоль обрабатываемой поверхности. Величину скорости продува u , обеспечивающего подавление приповерхностного разряда, можно оценить из уравнения баланса числа электронов. Численная оценка при приведенных ранее параметрах разряда, соответствующих пробойным условиям, дает значения $u \approx k_i N_m d \sim 50$ см/с в случае квазиравновесного разогрева газа и $u \approx d \sqrt{\nu^* n_{e0} / AN_m} \sim 2 \cdot 10^3$ см/с для неравновесного разряда (d — характерный размер разряда вдоль направления продува газа). Предварительные результаты по нагреву материалов в потоке газа показывают, что скорости продува, обеспечивающие снос электронной лавины, превышают 10^3 см/с, и следовательно свидетельствуют в пользу неравновесного развития приповерхностного разряда. Необходимо, однако, отметить, что в силу экспоненциальной зависимости параметров k_i и n_{e0} от интенсивности излучения минимальная скорость продува должна также быть резкой функцией интенсивности. Определение зависимости $u(I)$ для разных классов материалов и выяснение возможностей реализации безразрядных режимов воздействия СВЧ-излучения на вещество является одной из основных экспериментальных задач исследования высокотемпературной обработки материалов.

Применение продува газа может позволить ценой некоторого снижения эффективности увеличить производительность обработки за счет использования СВЧ-излучения с интенсивностью, превышающей пороговое для возникновения разряда значение. Для этого необходимо, чтобы толщина приповерхностного слоя плазмы была существенно меньше длины поглощения используемого излучения. Скорость продува газа при этом должна превышать скорость распространения разряда навстречу падающему СВЧ-излучению. Эксперименты по определению скорости движения разряда показали, что при интенсивностях, не на много превышающих пробойное значение, скорость на расстоянии примерно 1 см от поверхности составляет 10^2 см/с. При этом СВЧ-излучение было сформировано в виде крутосходящегося волнового пучка с углами сходимости во взаимно перпендикулярных направлениях $60^\circ \times 140^\circ$. Поэтому в принципе медленному движению разряда вдали от поверхности со скоростями, характерными

для теплопроводностного механизма распространения квазиравновесного разряда, может не противоречить неравновесный характер поверхностного пробоя в области максимальной концентрации поля. Оценить скорость движения неравновесного разряда навстречу падающему излучению в общем случае (с учетом ее зависимости от составов испаряющегося с поверхности газа и окружающего газа) весьма сложно даже по порядку величины. В случае квазиравновесного разогрева смеси паров и окружающего газа оценку сверху скорости продува v можно получить, рассмотрев случай развитаго испарения поверхности. Полагая, что вся поглощаемая плотность потока энергии идет на испарение вещества $I_{\text{погл}} \approx q_1 \rho v$ (q_1 - удельная теплота парообразования), и используя закон сохранения массы, получаем

$$v \approx I_{\text{погл}} T_{\text{кип}} / q_1 \rho M.$$

Отсюда при типичных значениях $T_{\text{кип}} \approx 3000 \text{ K}$, $q_1 \approx 5 \text{ эВ}$, $\rho = 1 \text{ атм}$, $M = 30 \cdot 1,7 \cdot 10^{-24}$, получаем, что плотность потока поглощенной энергии, при которой скорость выноса паров вещества становится порядка скорости звука холодного воздуха, составляет $3 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$. С учетом приведенных ранее оценок интенсивностей, соответствующих возникновению разряда, и характерных значений тепловых потоков, определяемых процессами переноса тепла в поглощающих СВЧ-излучение средах, следует, видимо, ожидать, что интенсивности излучения, которые могут быть использованы в процессах высокотемпературной обработки в квазинепрерывных режимах, вряд ли существенно превысят значения $(5-10) \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$. В целом следует еще раз подчеркнуть, что возникновение приповерхностного разряда является наиболее серьезным фактором, определяющим ограничение возможностей термообработки материалов СВЧ-излучением.

Тем не менее, отличительные особенности взаимодействия излучения миллиметрового диапазона длин волн с веществом позволяют надеяться на перспективность его использования в достаточно широком классе задач высокотемпературной обработки. Дальнейшее развитие работ в этой области будет, по-видимому, заключаться как в поиске технологических процессов, позволяющих наиболее полно реализовать преимущества СВЧ-обработки материалов перед существующими ныне технологиями, так и в создании принципиально новых технологий, основанных на применении интенсивного СВЧ-излучения.

Авторы признательны А.Л.Гольденбергу и А.Г.Литваку за многочисленные полезные обсуждения.

Литература

1. *Gaponov A.V., Flyagin V.A., Gol'denberg A.L. e.a.* Powerfull millimetre-wave gyrotrons //Int. J. Electronics. 1981. V.51, N4. P.277.
2. *Flyagin V.A., Alikaev V.V., Lykin K.M. e.a.* //Proc. of the 3-rd Joint Varenna-Grenoble Int. Symp. on heating in toroidal plasmas. Brussels, 1982. V.3. P.1059.
3. *Голубев С.В., Грицинин С.И., Зорин В.Г. и др.* //Наст. сборник. С. 136.
4. СВЧ-энергетика /Под ред. Э. Диресса. Т.2. М.: Мир, 1971.
5. *Moeller Ch.P.* //Course and Workshop on Application of RF Waves to Tokamak plasmas. Varenna, Italy, Sept. 1985. V.1. P.443.
6. *Meek T.T., Broks M.H., Blake R.D. e.a.* Microwave processing of ceramics //J. Microwave Power and Electromagnetic Energy. 1986. V.21, N3. P.193.
7. *Патон Б.Е., Скляревич В.Е., Шмелев М.В.* //Автоматическая сварка. 1987. №5. С.1.
8. *Blake R.D., Meek T.T.* //J. Mat. Science Lett. 1986. V.5. P.1097.
9. *Лыков А.В.* Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967.
10. *Meek T.T., Blake R.D.* //J. Mat. Science Lett. 1986. V.5. P.270.
11. *Бункин Ф.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С.* //Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т.46, №6. С.1150.
12. *Рыкалин Н.Н., Углов А.А.* //Физ. и хим. обработка материалов. 1985. №5. С.3.
13. *Хиппель А.Р.* Диэлектрики и волны. М.: ИЛ, 1960.
14. *Копор К.Ј.* //Laser and Applications, pt.1. Bucharest, 1982. P.665.
15. *Jacobs J.S., Benjamin R.W., Holmes P.A.* //Solid State Electronics. 1965. V.8. P.699.
16. *Thorp J.S., Rad N.E.* //J. Mat. Science Lett. 1986. V.5. P.1321.
17. *Виленская Г.Г., Зецер Ю.И., Ланцбург В.Я.* //ИФЖ. 1986. Т.50, №1. С.141.
18. *Ковнеристый Ю.К., Лазарева И.Ю., Раваев А.А.* Материалы, поглощающие СВЧ-излучение. М.: Наука, 1982.
19. *Галстян Е.А., Раваев А.А.* //Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т.30, №10. С.1243.
20. *Anderson D.G., Lisak M., Levin P.Th.* //IEEE trans. on microwave theory and techniques. 1987. V.MTT-35, N7. P.653.
21. *Барчуков А.И., Бункин Ф.В., Конов В.И., Любин А.А.* //ЖЭТФ. 1974. Т.66, №3. С.965.
22. Физико-химические свойства окислов /Под ред. Г.В.Самсонова. М.: Металлургия, 1978.
23. *Велихов Е.П., Письменный В.Д., Рахимов А.Т.* //УФН. 1977. Т.122, №3. С.419.

УДК 533.9:51-73

Дятко Н. А., Кочетов И. В., Напартович А. П. Кинетика электронов в СВЧ-разряде //Высокочастотный разряд в волновых полях /ИПФ АН СССР. Горький, 1988. С. 9.

В настоящем обзоре основное внимание уделяется исследованиям функции распределения электронов по энергии и связанным с ней характеристикам низкотемпературной плазмы, поддерживаемой переменным электрическим полем. Рассматриваются различные случаи, соответствующие различным соотношениям между частотой поля и частотами упругих и неупругих соударений электронов с нейтральными частицами. Исследуется влияние некоторых процессов (δ - δ -соударения, соударения второго рода и т.д.) на функцию распределения и кинетические коэффициенты.

Дается также краткий обзор по сечениям элементарных процессов взаимодействия электронов с атомами и молекулами и рассматриваются некоторые вопросы кинетики возбужденных частиц в низкотемпературной плазме.

Ил. 17, табл. 4, список лит. 122 назв.

УДК 537.52

Вихарев А. Л., Гильденбург В. Б., Ким А. В., Литвак А. Г., Семенов В. Е. Электродинамика неравновесного высокочастотного разряда в волновых полях //Высокочастотный разряд в волновых полях /ИПФ АН СССР. Горький, 1988. С. 41.

В работе суммированы и обобщены результаты теоретических и экспериментальных исследований в области физики свободно локализованного неравновесного разряда, создаваемого в холодном газе волновыми электромагнитными полями. Описаны самосогласованные стационарные распределения разрядной плазмы и поддерживающего ее высокочастотного волнового поля, динамика развития разряда в сфокусированных квазиоптических пучках и основные типы его мелкомасштабной неустойчивости.

Ил. 32, список лит. 92 назв.

УДК 537.52

Голубев С. В., Грицинин С. И., Зорин В. Г., Косый И. А., Семенов В. Е. СВЧ-разряд высокого давления в пучках электромагнитных волн //Высокочастотный разряд в волновых полях /ИПФ АН СССР. Горький, 1988. С. 136.

Дан обзор результатов выполненных за последние 10 лет экспериментальных и теоретических исследований СВЧ-разряда высокого давления в пучках электромагнитных волн допробойной интенсивности. Обсуждаются вопросы повышенной стабильности несамостоятельного безэлектродного разряда, основные механизмы его объемных неустойчивостей и предельные значения удельного энергозклада в газ на стадии его однородного горения. Рассмотрены основные закономерности распространения инициированного разряда навстречу падающему СВЧ-излучению при больших плотностях потока энергии последнего. Отмечена важная роль собственного ионизирующего излучения разряда, создающего перед его фронтом достаточно плотный и протяженный плазменный ореол, омический нагрев газа в котором способствует реализации, так называемого, фотоионизационного режима распростране-

ния разряда. Анализируются процессы быстрого нагрева газа в плазменном ореоле, приводящего при больших интенсивностях СВЧ-излучения, когда разряд становится неравновесным, к формированию скачков фронта ионизации и мелкомасштабных неоднородностей плазмы. Приведен сравнительный анализ различных механизмов распространения фронта ионизации по газу и даны оценки скорости газодинамического движения разряда.

Ил. 35, список лит. 79 назв.

УДК 533.537.5

Глазов Л. Г., Игнатьев А. В., Рухадзе А. А. Функция распределения электронов и устойчивость плазмы при пробое газов в поле сверхсильной СВЧ-волны //Высокочастотный разряд в волновых полях /ИПФ АН СССР. Горький, 1988. С. 198.

Исследован пробой газов в условиях, когда колебательная энергия электронов в поле волны $\epsilon_0 = e^2 E_0^2 / 4m\omega_0^2 \gg I$, где I — потенциал ионизации нейтральных атомов. Теоретически получена функция распределения электронов по скоростям. Показано, что в первом приближении ФРЭ можно аппроксимировать функцией равномерного распределения электронов по начальным фазам их движения в поле. Численно рассчитано отличие реальной ФРЭ от функции равномерного распределения. Получена аналитическая формула для частоты ионизации, удобная для практических расчетов. В квазистационарном приближении рассмотрен вопрос устойчивости такого пробоя, отдельно для потенциальных и непотенциальных колебаний. Получены инкременты развития неустойчивостей.

Ил. 2, список лит. 10 назв.

УДК 537.56

Виxарев А. Л., Иванов О. А., Степанов А. Н. Наносекундный СВЧ-разряд в газе //Высокочастотный разряд в волновых полях /ИПФ АН СССР. Горький, 1988. С. 212.

Дан обзор экспериментальных работ, посвященных изучению разряда, создаваемого в газах СВЧ-излучением большой интенсивности и малой длительности. Приводятся данные измерения скорости ионизации газов в малоизученной области высоких значений амплитуды электрического поля, осцилляторная энергия движения электронов в котором становится больше или порядка энергии ионизации атомов. По результатам исследований обсуждаются особенности пространственно-временной картины развития разряда в волновом пучке. Высокая скорость ионизации приводит к появлению дискретных, не сливающихся между собой очагов ионизации на каждом отдельном первичном электроде, к изменению кинематики волны пробоя. Падаящий характер зависимости сечений элементарных процессов от энергии электронов в сильном СВЧ-поле приводит к несовпадению пространственного распределения электронной концентрации и светимости плазмы в неоднородном поле. Излагаются результаты экспериментов по возбуждению эксимерных лазеров и лазеров на электронных переходах с помощью наносекундного СВЧ-разряда. Обсуждается перспективность СВЧ-накачки ультрафиолетовых лазеров.

Ил. 14, список лит. 47 назв.

УДК 537.52

Ф и ш е р В. И. Конкуренция режимов распространения сверхзвукового разряда по лазерному лучу //Высокочастотный разряд в волновых полях /ИПФ АН СССР. Горький, 1988. С. 230.

Дан обзор экспериментальных и теоретических работ, посвященных исследованию сверхзвукового распространения оптического разряда. Выполнен сравнительный анализ пяти различных режимов распространения оптических разрядов: светодетонационного, теплопроводностного, радиационного, волны пробоя и быстрой волны ионизации. Определены области существования каждого режима в зависимости от таких параметров, как интенсивность и частота оптического излучения, радиус лазерного луча, давление газа. Приведены результаты численного расчета в рамках квазиодномерной модели процесса перехода от детонационного режима распространения разряда к быстрой волне ионизации.

Ил. 10, список лит. 22 назв.

УДК 533.9.15:537.52.7

Р а й з е р Ю. П., С у р ж и к о в С. Т. Непрерывная генерация плазмы высокого давления излучением CO_2 -лазера //Высокочастотный разряд в волновых полях /ИПФ АН СССР. Горький, 1988. С. 252.

Дан обзор современного состояния физики непрерывного оптического разряда в плотных газах. Приведены результаты численного моделирования газодинамики термического режима разряда в сфокусированном пучке лазерного излучения. Сделаны определенные выводы и возможности использования различного рода приближенных моделей для оценки параметров разряда и установления характерных закономерностей его динамики. На основании результатов теоретических и экспериментальных исследований обсуждается влияние на динамику разряда таких факторов, как теплопроводностные и лучистые потери энергии, естественная и принудительная конвекция газа, длина фокусировки и рефракция лазерного луча.

Ил. 14, список лит. 12 назв.

УДК 536.2

Б ы к о в Ю. В., Е р е м е е в А. Г. Возможности технологического использования мощного электромагнитного излучения миллиметрового диапазона длин волн //Высокочастотный разряд в волновых полях /ИПФ АН СССР. Горький, 1988. С. 265.

Рассмотрены вопросы о возможности использования мощного излучения миллиметрового диапазона длин волн в технологических целях. Получены температурные зависимости поглощательной способности ряда диэлектрических и полупроводниковых материалов, а также поглощающих металл-диэлектрических покрытий. Показано, что основным препятствием реализации высокотемпературной обработки материалов является возникновение приповерхностного СВЧ-разряда; определены пороговые для возникновения разряда интенсивности излучения. Рассмотрены физические аспекты воздействия излучения на вещество, позволяющие выделить перспективные области технологических приложений, основанных на использовании мощного излучения миллиметрового диапазона длин волн.

Ил. 2, список лит. 23 назв.

HIGH-FREQUENCY DISCHARGE IN WAVE FIELDS

(Editor-in-chief A.G.Litvak)

A B S T R A C T S

D y a t k o N. A., K o c h e t o v I. V.,
N a p a r t o v i c h A. P. Kinetics of Elec-
trons in a Microwave Discharge.

In this review the main attention is paid to the study of the function of the electron energy distribution and of the related characteristics of low-temperature plasma in the alternating electric field. Different cases of various relations between the field frequency and the frequency of elastic and nonelastic collisions of electrons with neutral particles are considered. The effect of some processes (e-e-collisions, collisions of the second kind, etc) on the distribution function and kinetic coefficients is studied. A brief review of the cross-section of the elementary processes of electrons interactions with atoms and molecules is given. Some problems of kinetics of excited particles in low-temperature plasma are considered.

V i k h a r e v A. L., G i l ' d e n b u r g
V. B., K i m A. V., L i t v a k A. G., S e-
m y o n o v V. E. Electrodynamics of Nonequi-
librium HF Discharge in Wave Fields.

The results of theoretical and experimental investigations on physics of a freely localized non-equilibrium discharge produced by wave electromagnetic fields in a cold gas are presented. Self-consistent stationary distributions of discharge plasma and ionizing HF fields, dynamics of the discharge in focused quasioptical beams and the

main types of its small-scale instability are described.

G o l u b e v S. V., G r i t s i n i n S. I.,
Z o r i n V. G., K o s s y i I. A., S e m y o -
n o v V. E. A High-Pressure Microwave Dis-
charge in the Beams of Electromagnetic Waves.

The results are reviewed obtained during the last 10 years in experimental and theoretical study of a high-pressure microwave discharge in the beams of electromagnetic waves of the "pre-breakdown" intensity. The problems of the increased stability of a non-self-sustained electrodeless discharge are discussed as well as the main mechanisms of its volume instabilities and the limiting values of specific energy deposition to gas at the stage of its homogeneous burning. The main regularities of the initiated discharge propagation towards the incident microwave radiation are considered for high densities of the energy flux of the latter. It is emphasized that the ionizing self-radiation of the discharge plays an important role: before the discharge it gives rise to a rather dense and prolonged plasma aureole in which the ohmic heating of gas promotes the realization of a so-called photo-ionization regime of the discharge propagation. The processes of a quick gas heating in the plasma aureole are analyzed: at high intensities of the microwave radiation, when the discharge becomes nonequilibrium, this heating results in jumps of the ionization front and in the appearance of a small-scale inhomogeneous plasma. A comparative analysis of various mechanisms of the ionization front propagation in gas and the estimates of the velocities of the gas dynamical propagation of the discharge are given.

G l a z o v L. G., I g n a t ' e v A. V.,
R u k h a d z e A. A. The Electron Distribu-
tion Function and Plasma Stability at the Gas
Breakdown in the Field of a Superstrong Micro-
wave Wave.

A gas breakdown is investigated under the con-

ditions when the electron vibrational energy in the wave field is $\epsilon_0 = e^2 E_0^2 / 4m\omega_0^2 \gg I$, where I is the potential of the neutral atoms ionization. The electron velocity distribution function is obtained theoretically. It is shown that in the first approximation this function can be approximated by the function of electron equidistribution in the initial phases of their movement in the field. The distinction of a real electron distribution function from the function of equidistribution is calculated numerically. An analytical formula of the ionization frequency convenient for practical calculations is obtained. In the quasistationary approximation the problem on the stability of such a breakdown is considered, separately for potential and nonpotential oscillations. The increments of the instability development are obtained.

V i k h a r e v A. L., I v a n o v O. A.,
S t e p a n o v A. N. A Nanosecond Micro-
wave Discharge in Gas.

Experiments dealing with the study of a breakdown produced in gases by microwave radiation of high intensity and short duration are reviewed. Data are given on the measuring the rate of gas ionization in an insufficiently explored region of high amplitudes of the electric field, where the oscillatory energy of the electrons becomes greater or of the order of the atom ionization energy. On the basis of the results of the study, the peculiarities of space-time pattern of the discharge development in a wave beam are discussed. A high rate of gas ionization leads to the emergence of discrete not merging all together ionization regions at every separate initial electron and to the change in the kinematics of a breakdown wave. A "falling" character of the dependence of the elementary processes cross-sections on the electron energy in a strong microwave field results in the fact that the space distribution of the electron concentration does not coincide with the plasma luminous in an inhomogeneous field. The

results of the experiments on the excitation of eximer lasers and electron transition lasers by the nanosecond microwave discharge are given. The perspective of a microwave pumping of ultraviolet lasers is discussed.

F i s c h e r V. I. Competition of the Regimes of the Supersonic Discharge Propagation Along the Laser Beam.

Experimental and theoretical investigations of the supersonic propagation of the optical discharge are reviewed. A comparative analysis of five various regimes of the optical discharge propagation is performed. They are: lightdetonation, heat-conduction radiation, a breakdown-wave and a quick ionization-wave propagations. The regions for each regime are defined according to such parameters as the intensity and frequency of the optical radiation, a laser beam radius, a gas pressure. The results of the numerical calculation in the frames of the quasi-one-dimensional model of the process of the transition from the detonation regime of the discharge propagation to a quick ionization wave are given.

R a i z e r Yu. P., S u r z h i k o v S. T. Continuous Generation of High-Pressure Plasma by a CO_2 -Laser Radiation.

A state of the art of physics of a continuous optical discharge in dense gases is reviewed. The results of numerical simulation of gas dynamics of a thermal regime of a discharge in a focused beam of laser radiation are given. Certain conclusions are made on the possibilities of using various approximate models to estimate discharge parameters and to define characteristic regularities of its dynamics. The effect of such factors as the energy loss by heat and rays, natural and forced gas convection, the focusing length and the laser ray refraction on the discharge dynamics is discussed on the basis of the results of theoretical and experimental investigations.

Bykov Yu. V., Eremin A. G.
The Possibilities of the Technological Use of a
Powerful Electromagnetic Radiation of the Millimeter
Wavelength Range.

The problems on the possibility of the use of a powerful millimeter-wave radiation for technological purposes are considered. Temperature dependences of the absorbing capacity of a number of dielectric and semiconductor materials as well as of the absorbing metal-dielectric covering are obtained. It is shown that the main obstacle of the realization of a high-temperature treatment is the emergence of a near-surface microwave discharge; threshold radiation intensities are defined. Physical aspects of the radiation effect on a substance are considered to choose promising fields of the technological application based on the utilization of the powerful millimeter-wave radiation.

**ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ РАЗРЯД
В ВОЛНОВЫХ ПОЛЯХ**

Сборник научных трудов

Редактор *Н. Н. Кралина*
Техн. редактор *О. А. Сударик*
Корректоры *С. В. Авдеева, О. В. Расеина*

МЦ 00977. Подписано к печати 24.11.88. Формат 60x90 1/16.
Бумага книжно-журнальная. Усл. печ. л. 18,625+1,375 вкл.
Усл. кр.-отг. 20,0. Уч.-изд. л. 16,56+0,72 вкл. Тираж 500 экз.
Темплан 1988 г. Поз. 3. Цена 2 р. 60 к. Заказ № 693.

Отпечатано на ротапринтере
в Институте прикладной физики АН СССР,
603600, г. Горький, ул. Ульянова, 46