

04:09;12

©1994 г.

ЭВОЛЮЦИЯ СТРУКТУРЫ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА В ФОКУСЕ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ДАВЛЕНИЯ

Л.П.Грачев, И.И.Есаков, Г.И.Мишин, К.В.Ходатаев, В.В.Цыпленков

Феноменология импульсного воздушного разряда в фокусе СВЧ излучения с длиной волны 8.5 см изучалась путем его фотографирования при давлениях 3–450 Тор и длительностях процесса 1–40 мкс. Столь широкий диапазон изменения параметров и примененный способ инициирования при контролируемом уровне поля позволили систематизировать известные сведения о формах разряда, дополнив их новыми наблюдениями в конкретной экспериментальной постановке. Полученные результаты дали возможность с большей уверенностью судить о физических механизмах, определяющих свойства каждой формы разряда.

Введение

К настоящему времени накоплен определенный объем наблюдений газового разряда в квазиоптических пучках электромагнитной (ЭМ) волны [1–16]. Они показали большое разнообразие его форм при определенной их повторяемости в различных опытах. Попытки систематизировать наблюдения сталкиваются с трудностями, обусловленными различием в условиях экспериментов. К числу только простейших параметров в них следует отнести сорт газа и его давление p , длину волны λ , вид поляризации, геометрию пучка, длительность ЭМ импульсов $T_{\text{и}}$, форму их огибающей и частоту следования, интенсивность излучения, режим бегущей или стоячей волны, наличие инициатора и его тип, способ и уровень предварительной ионизации и пр. Цель предпринятого исследования — получить сведения по эволюции структуры разряда с изменением лишь одного какого-либо параметра при хорошо контролируемых прочих.

Изучался импульсный инициированный разряд в воздухе в фокусе линейно поляризованного квазиоптического пучка бегущей TEM ЭМ волны с умеренным уровнем поля.

Выполненные ранее наблюдения в близкой постановке [2,5] показали, что в диапазоне λ от 10^{-1} до 10 см независимо от сорта газа с ростом p от единиц до сотен Тор чисто диффузные формы разряда вытесняются шнуровыми. Подобный процесс может происходить и по

мере развития разряда во времени. Не исключено, что аналогичная ситуация реализуется и в более широком частотном диапазоне. Однако при меньших λ малый размер характерных плазменных образований, которые, как правило, соизмеримы с λ , затрудняет их диагностику и идентификацию. Эксперименты же с большими λ отсутствуют и не в последнюю очередь из-за габаритных сложностей, возникающих при формировании волновых пучков. Под термином “волновые пучки” подразумеваются ЭМ волны с ТЕМ-структурой, как правило сфокусированные, которые в области пробоя в поперечном вектору Пойнтинга направлении ограничены каустическими поверхностями, формирующимися удаленными от нее в основном квазиоптическими элементами: линзами, зеркалами и т.п. Эти элементы являются “квазиоптическими” в том смысле, что их размеры, ответственные за структуру лучей, конструктивно трудно сделать больше десятка длин волн (в оптике $\sim 10^5 \lambda$) и, следовательно, протяженность зоны Френеля, в которой возможна фокусировка лучей, составляет лишь десятки-сотни λ (в оптике $\sim 10^{10} \lambda$). “Умеренным” считается такой уровень поля, когда амплитуда электрической компоненты исходной (в отсутствие разряда) ЭМ волны E_0 не более чем в 3 раза превышает критический уровень E_k , определяемый равенством частоты ударной ионизации ν_i частоте прилипания ν_a . В этом случае электроны разрядной плазмы имеют среднюю энергию около 1 эВ и в оценках можно считать, что $\nu_a = 2 \cdot 10^4 \cdot p_{\text{[Тор]}}$; $1/c$, $E_k = 40 \cdot p_{\text{[Тор]}} \cdot \text{В/см}$ и $\nu_i = \nu_a (E/E_k)^{5.3}$, где E — амплитуда поля с учетом наличия плазмы. “Импульсным” назван разряд в одиночном СВЧ импульсе с прямоугольной огибающей. Если импульсы повторяются, то длительность паузы между ними достаточна для релаксации физико-химических изменений в воздухе, вызванных предыдущим разрядом. Величина $t_{\text{и}}$ не превышает десятков мкс. В течение этого времени на структуре разряда существенно сказывается процесс его “распространения” от места зарождения. При экспериментах в волновых пучках реализуется буквально “безэлектродный” разряд. Причем он не только не имеет контакта со стенками разрядной камеры и “электродами”, но и, как правило, собственное ЭМ поле разряда просто векторно накладывается на исходное, т.е. реально можно пренебречь как влиянием плазмы на “источник” излучения, так и отражением ЭМ волн, переизлучаемых плазмой, от окружающих предметов. СВЧ разряд на бегущей и стоячей ЭМ волне имеет свои особенности. В квазиоптическом резонаторе, особенно высокочастотном, поля в пучностях и узлах отличаются на порядки, поэтому разряд, как правило, разбивается на несвязанные области [17]. Для начала разряда (пробоя) недостаточно обеспечить в некоторой области ЭМ пучка условие $E_0 > E_k$, необходимо также, чтобы в ней было достаточное количество свободных электронов. В большинстве экспериментов ее размер не превышает десятка сантиметров. При естественных условиях, например, в атмосферном воздухе рождается всего до 30 электронов в см^3 за с, каждый из которых за время $1/\nu_a \sim 10^{-7}$ с прилипает к молекулам O_2 . Следовательно, только при $t_{\text{и}} > 30$ мкс есть заметная вероятность того, что в течение $t_{\text{и}}$ в разрядной области будет хоть один свободный электрон. Это определяет пространственную и временную нестабильность СВЧ пробоя при естественном уровне начальной ионизации [18]. Для увеличения числа свободных

электронов применяют различные способы, например ионизирующий искровой разряд [14], искусственную радиоактивность [19] и т.п. Определенное своеобразие разряду может придать и избыток затравочных электронов. В этом случае возникает сразу много разнесенных центров его зарождения, существенная начальная ионизация может изменить механизм его распространения, и наконец, наличие большого числа электронов и поля с уровнем, даже меньшим E_k , может вызвать изменение в составе воздуха, влияющее на электронный баланс в разряде [20].

Эксперимент показал, что “диффузный” безэлектродный СВЧ разряд в воздухе имеет характерный, как и для “тлеющего” разряда постоянного тока, сиренево-красный цвет. Яркость его свечения плавно, монотонно спадает от центральных областей к краям, где он становится все в большей степени как бы “прозрачным”. Структура разряда, особенно на ранних этапах его развития, очень чувствительна к пространственным флуктуациям E_0 . Это и естественно, так как при изменении E , например, на 2% величина ν_i изменяется уже на 11%. Размеры отдельных плазменных образований (плазмоидов), на которые, как правило, разбит диффузный разряд, в разных направлениях отличаются не более чем в несколько раз. В случае линейной поляризации поля плазмоиды удлинены именно по E_0 .

СВЧ разряд в шнуровой форме на “интегральных” фотографиях выглядит как хаотичное сплетение произвольно ориентированных относительно E_0 длинных плазменных шнуров. Шнуры состоят из более яркого тонкого внутреннего канала с относительно четкой границей, окруженного диффузной шубой. С ростом p яркость каналов возрастает. Они становятся бело-слепящими подобно искровым каналам, возникающим, например, при разряде высоковольтных конденсаторов в атмосфере. Особенностью разряда в этой форме является распространение в область с $E_0 < E_k$. За рассматриваемые t_n он, как правило, не доходит до границы с уровнем E_0 , ниже которого он существовать не может и на которой он может остановиться (если такой уровень вообще существует). Покадровое скоростное фотографирование шнурового разряда [21,22] показало, что он распространяется путем прорастания и ветвления шнуров. Их фрагменты по фронту разряда, обращенному в сторону “излучателя”, последовательно образуют “вспыхивающие” резонансные СВЧ вибраторы. Для обозначения этой формы разряда применяют и термин стримерный СВЧ разряд. Стример в постоянном поле [23] — это “прорастающий” плазменный канал, только головка которого имеет заметное свечение. Именно там происходит ионизация газа. Основное свойство стримера — прорастание в область “нулевого” поля. Это свойство сближает СВЧ шнуровой разряд со стримером в постоянном поле, но это именно СВЧ стример. Отдельные его участки, соизмеримые с $\lambda/2$, имеют, кроме того, резонансные свойства, что выражается в повышенном поглощении ими СВЧ энергии, тогда как обычный стример практически не поглощает энергию [23]. Процессу ветвления стримера предшествует его диффузное расплывание в месте ветвления [6]. Именно в ходе ветвления проявляется случайный фактор, который делает общую геометрию разряда хаотичной и не повторяющейся в различных импульсах. Начальные этапы шнурового разряда также зависят от p . При p , лишь

незначительно превышающих нижнюю границу области его существования, ему предшествует диффузная форма [2,6]. Внутри диффузного плазмоида, разрывающегося в области пробоя, формируются каналы, которые, вытягиваясь вдоль E за пределы плазмоида, кладут начало прорастающим и разветвляющимся шнурам. С ростом p первоначальное диффузное образование становится все менее выраженным и при больших p совсем пропадает. Свойство шнурового разряда распространяться в область с $E_0 < E_k$ позволяет с относительно маломощным СВЧ генератором получить разряд в значительном объеме, создавая специальными мерами пробойные условия лишь локально. Такой разряд называют иницированным. При высоких p , как правило, удается зажечь лишь иницированный разряд [12]. Сложность здесь чисто техническая. С ростом p растет и E_k , достигая значений, не реализуемых с помощью существующих СВЧ генераторов. Легко показать, что квазиоптическими способами можно осуществить неиницированный, самостоятельный пробой воздуха лишь при $p \leq 100 \text{ Тор}$. При больших p приходится или складывать излучение нескольких генераторов [24], или использовать квазиоптические резонаторы [17,25], или инициировать разряд. Применяют различные типы инициаторов, например металлическую "метелку" из тонких проволочек, вводимую в СВЧ пучок [4,7], лазерную искру [12,26], диэлектрическую поверхность [13] или кольцевой источник ионизирующего излучения [14].

В [27] для измерения локальной величины E_0 в исследуемую точку линейно-поляризованной волны помещался металлический шар диаметром $d \ll 1/k$, где $k = 2\pi/\lambda$. Поверхность шара освещалась ультрафиолетовым (УФ) излучением, что обеспечивало наличие начальных электронов за счет их фотоэмиссии. Троекратное увеличение поля на его полюсах, где вектор E_0 нормален поверхности, могло обеспечить условие пробоя в приполярных областях. Использование этого способа и для иницирования разряда, делая его в какой-то степени электродным (что, безусловно, является недостатком), обеспечивает ряд удобств при его изучении. Он позволяет аналитически учесть искажение поля, вносимое шаром-инициатором в момент пробоя, позволяет проводить калибровку уровня поля в ходе эксперимента, обеспечивает стабилизацию пробоя по времени за счет наличия необходимого количества начальных электронов в полярных областях шара (и только там) и, наконец, обеспечивает пространственную привязку начала разряда к определенной точке, что облегчает его диагностику. Как показал эксперимент, выполненный при $p = 330 \text{ Тор}$ [22], начальный стример, иницированный шаром, в основных чертах подобен резонансным элементам, возникающим по фронту шнурового разряда. Его исследование дает представление как о физических механизмах, определяющих "прорастание" стримеров, их ветвление и т.п., так и о поглощающих СВЧ энергию элементах шнурового разряда в целом.

В представляемых экспериментах изучался импульсный СВЧ разряд в воздухе в фокусе квазиоптического пучка линейно поляризованной бегущей TEM -волны, иницированный шаром, в широком диапазоне p и $t_{ин}$. Основное внимание обращалось на начальный этап разряда. Он исследовался при уровне поля, практически не превышающем пробойный $E_{0\text{проб}}$. В условиях эксперимента $E_{0\text{проб}}$ почти совпадал с E_k при низких p и приближался к $(1/3)E_k$ с ростом p . Это связано

с тем, что с уменьшением p возрастает роль диффузии электронов из приполярных областей шара, где происходит трехкратное увеличение исходного поля [27].

Условия эксперимента

Эксперимент проведен в следующих условиях [28]. Линейно поляризованное ТЕМ ЭМ излучение с $\lambda = 8.5$ см, $t_n = 40$ мкс и плоским фазовым фронтом вводилось в вакуумируемую камеру через диэлектрический ввод диаметром 630 мм. Внутри камеры оно перехватывалось вогнутой поверхностью круглого сферического зеркала с радиусом кривизны 450 мм и диаметром 685 мм и фокусировалось приблизительно в ее центре. Внутренняя поверхность камеры была выстлана радиопоглощающим материалом. Чтобы представить конфигурацию поля в области фокуса, введем декартовы координаты. Начало их совместим с фокусом, ось X направим по \mathbf{E}_0 , а Z — по оси ЭМ пучка в сторону фокусирующего зеркала. В этих координатах в фокальной плоскости изменение амплитуды E_0 имело вид

$$E_0 = E_{00} \exp \left\{ - \left[(x/a)^2 + (y/b)^2 \right] \right\},$$

где $a = 5.2$ см и $b = 2.5$ см.

Вдоль Z в области фокуса на размере $-2 \leq Z \leq 5$ см конфигурация поля сохранялась приблизительно постоянной с легкими флуктуациями

$$E_0 = E_{00} \left[1 - 0.05 \cdot \left(1 - \cos \frac{2\pi Z}{g} \right) \right],$$

где $g = 3$ см.

В фокусе помещался свинцовый шар с $d = 0.25$ см на доске диаметром 10^{-2} см, натянута по y . Поверхность шара могла освещаться в течение 10 мкс источником УФ излучения, установленным вне камеры, с интенсивностью (в области шара) около 10^{-4} Вт/см² в диапазоне 240–400 нм. Это излучение вводилось в камеру через кварцевое окно. Начало импульса подсветки можно было сдвигать относительно начала СВЧ импульса. Его неконтролируемая статистическая задержка лежала в пределах 3 мкс. Контрольный эксперимент по УФ засветке этим источником области фокуса при отсутствии шара показал, что она практически не изменяет $E_{00 \text{ проб}}$. Пробой продолжал носить статистический характер. При помещении в фокус шара уровень $E_{00 \text{ проб}}$ стабилизировался (на существенно более низком уровне, чем без шара), момент же пробоя начинал совпадать с передним фронтом УФ импульса. Таким образом, сдвигая УФ импульс, можно было менять длительность разряда. В дальнейшем время от начала УФ импульса до окончания СВЧ импульса мы будем обозначать, как t_n .

Давление в камере устанавливалось от 3 до 760 Тор и фиксировалось с точностью ± 2.5 Тор. При каждом p разряд фотографировался при значении E_{00} , практически совпадающим с $E_{00 \text{ проб}}$. Уровень E_{00} устанавливался с помощью механически регулируемых аттенуаторов, включенных на выходе СВЧ генератора. В последовательных импульсах он был стабилен в пределах 5%, воспроизводимость же его путем

регулировать аттенюаторов была относительно низкой — в пределах 10%. Импульсной мощности генератора хватало для пробоя воздуха (при наличии иницирующего шара) до $p = 450$ Тор.

Разряд фотографировался через иллюминатор в камере с направлением, приблизительно перпендикулярного плоскости, содержащей E_0 и волновой вектор. На всех нижеприведенных фотографиях E_0 вертикален, а фокусирующее зеркало справа. В этом случае УФ источник освещает преимущественно как бы верхний полюс шара, что объясняет некоторую вертикальную асимметрию разряда на ранних этапах его развития. На фотографиях размер шара может служить масштабом. На шаре будет виден засвеченный край круглого отверстия в нем, а иногда и леска, которая продета через это отверстие.

Результаты наблюдений и их обсуждение

Результатом экспериментов явилась двумерная матрица фотографий разряда в координатах $p-t_i$. Далее мы приведем выборочные ее “разряды” для иллюстрации трансформации форм и динамики развития разряда при изменении p . Основное внимание уделим “зоологии” разряда, не прибегая к его математической трактовке. Отметим, что статистическая задержка срабатывания УФ источника не позволяла контролируемо уменьшать t_i менее 3 мкс. В связи с этим при каждом p и $t_i = 3$ мкс производилось фотографирование разряда для нескольких СВЧ импульсов и в клетку матрицы с $t_i = 3$ мкс помещался разряд с наиболее развитой геометрией, а с $t_i < 3$ мкс — с наименее развитой. И наконец, на нижеприведенной серии фотографий при $p = 20$ Тор (и только на ней) за t_i обозначено время от момента пробоя до окончания СВЧ импульса. Момент пробоя с точностью ± 0.5 мкс отмечался по началу искажения профиля огибающей СВЧ импульса, фиксируемого контрольным детектором поля.

На рис. 1 представлены разряды при $t_i = 36$ мкс и различных p . За такое время основные черты разрядов всех форм уже проявились. Из приведенной подборки следует, что и при принятом способе иницирования с ростом p диффузная структура разряда постепенно вытесняется шнуровой.

Так, на рис. 1,а видно, что, например, при 20 Тор разряд имеет типичную диффузную структуру. Выбранный способ иницирования разряда определил его специфическую геометрию, отличную от геометрии самостоятельного диффузного разряда. Он имеет вид вертикального столба, проходящего по инициатору, с поперечным размером в районе шара ~ 5 мм, замкнутого дугообразной петлей, направленной в сторону излучателя, с поперечным размером в центральной части ~ 7 мм (размеры даются по “визуально различимой” границе обсуждаемых плазменных образований). Расстояние между осями столба и петли равно ~ 10 мм. Размер всего плазмоида вдоль поля ~ 42 мм и практически совпадает с $\lambda/2$. Внутри него вет и намека на более “тонкую” структуру. В условиях эксперимента она начинает проявляться только с $p \simeq 25$ Тор. Например, на рис. 1,в видно, что при 50 Тор на диффузном фоне уже четко просматриваются более яркие тонкие каналы диаметром ~ 0.5 мм, ориентированные по E (именно по E , а не по E_0 ; напомним, что символом E без индексов мы обозначаем суммарное поле, т.е. поле E_0 с наложенным на него собственным полем плазмы).

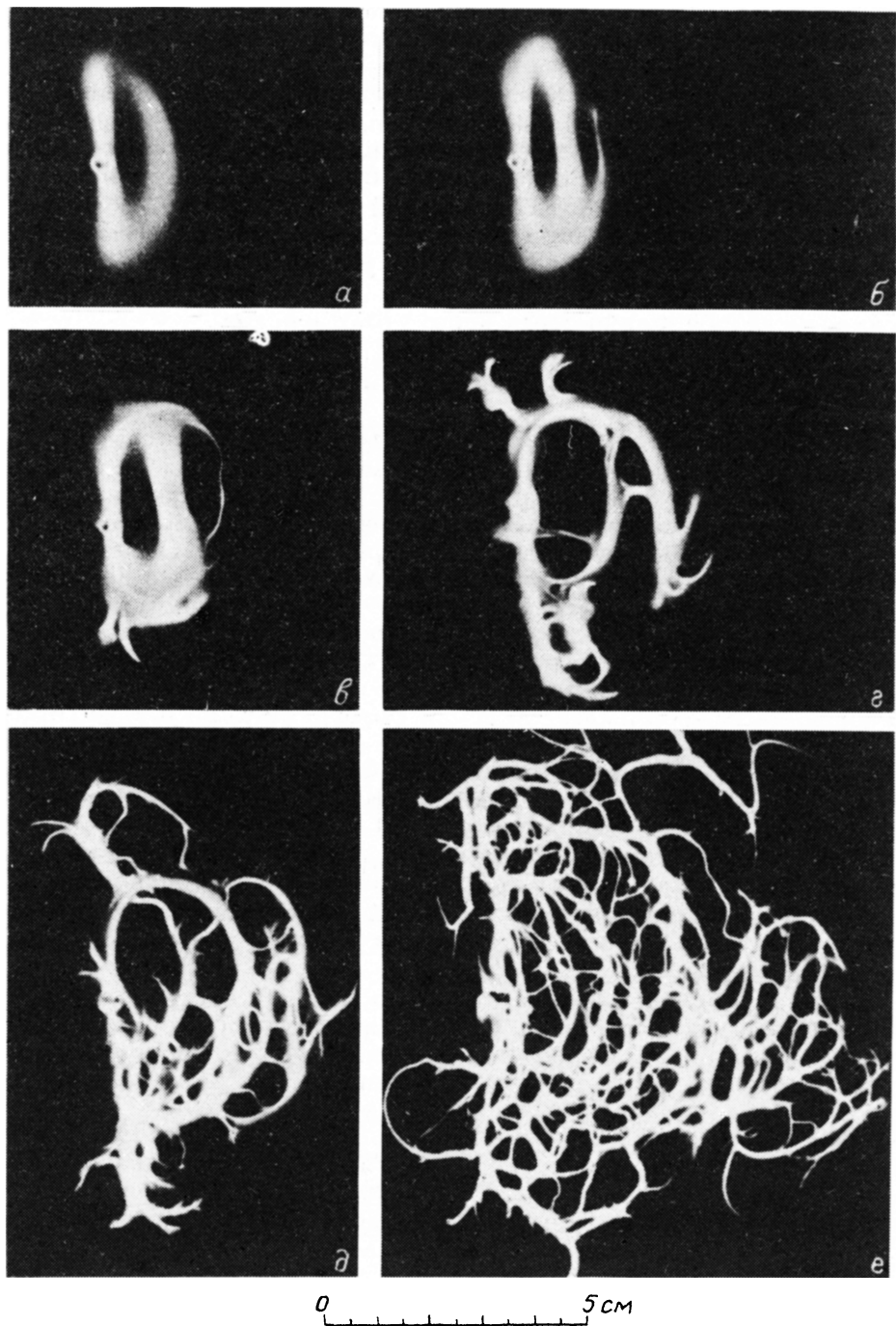


Рис. 1. Эволюция форм разрядов с ростом давления. $t_{и} = 36$ мкс; p , Тор: а — 20, б — 30, в — 50, г — 75, д — 120, е — 300.

В последовательных импульсах положение каналов несколько различно. Каналы кладут начало шнурам, которые и определяют внешний вид разряда при более высоких p .

На рис. 1,2, на котором представлен уже типичный шнуровой разряд, видно, что характерный диаметр шнуров, например, при 75 Тор равен ~ 3 мм и определяется в основном диффузной шубой. Ее толщина неравномерна. На некоторых участках наблюдается локальное "расплывание" шнуров. На рис. 1,е при 300 Тор шнуры уже практически не имеют диффузной шубы. Пожалуй, именно для этого разряда в наибольшей степени подходит название стримерный. На фотографии видно, что поперечный размер стримерных каналов вдоль их длины неодинаков. Диаметр их наиболее "толстых" участков около 1.5 мм.

Отметим, что, как и в самостоятельном разряде, геометрия инициированного разряда в диффузной форме повторяется в различных импульсах. Она становится нестабильной лишь при появлении шнуров. О повторяемости геометрии стримерного разряда говорить уже не приходится. Сохраняются лишь вертикальный столб длиной около $\lambda/2$, проходящий по инициатору, и в рудиментарном виде характерная для диффузного разряда дугообразная петля. Отметим также, что если при низких p можно проследить вытянутость плазменных образований вдоль E_0 , то при высоких p выделенного исходным полем направления роста стримеров практически нет. И наконец, разряд во всех формах сопровождается звуковым ударом, громкость которого возрастает с ростом p .

Из рис. 1 следует, что при $p \gtrsim 100$ Тор можно говорить и о движении фронта разряда (преимущественно в сторону излучателя). Определим фронт как условную плоскость, проходящую по наиболее удаленным от инициатора участкам шнуров-стримеров. Тогда, средняя за t_n максимальная скорость движения фронта v_f , например, при 120 Тор около $1.5 \cdot 10^5$ см/с, а при 300 Тор около $2.5 \cdot 10^5$ см/с. Т.е. с ростом давления v_f растет, несмотря на то что экспериментальное отношение $E_{00 \text{ проб}}/E_k$ падает. Действительно, как указывалось, все фотографии приведены для случая, когда при каждом давлении $E_{00} \simeq E_{00 \text{ проб}}$. В свою очередь отношение $E_{00 \text{ проб}}/E_k$ с ростом p падает в условиях эксперимента от ~ 1 при 20 Тор до $1/2$ при 120 Тор и $\sim 1/3$ при 300 Тор [27].

Рассмотрим теперь динамику развития разряда в различных формах. На рис. 2 можно проследить развитие диффузного разряда при 20 Тор. На рис. 2,а дана его фотография с $t_n = 1-2$ мкс. На ней видно, что от полюсов шара вдоль E_0 начинает формироваться симметричный СВЧ вибратор. К концу импульса его плазменные плечи имеют длину ~ 7 мм и диаметр, приблизительно совпадающий с диаметром шара. Среднюю скорость их роста можно оценить величиной $\sim 5 \cdot 10^5$ см/с. Еще раз обратим внимание на характерную для диффузной структуры разряда "размытость" его границ, которая очень ярко проявляется на этой фотографии. На рис. 2,б приведен разряд с $t_n = 2$ мкс. На ней длина вибратора уже ~ 20 мм. Диаметр его плеч вблизи шара практически не изменился, а их яркость возросла. На концах вибратора появились диффузные утолщения, имеющие преимущественное смещение в сторону излучателя. На рис. 2,в при $t_n = 3$ мкс эти утолщения уже замкнулись в виде петли. Таким образом, к этому моменту формирование геометрии разряда практически закончилось.

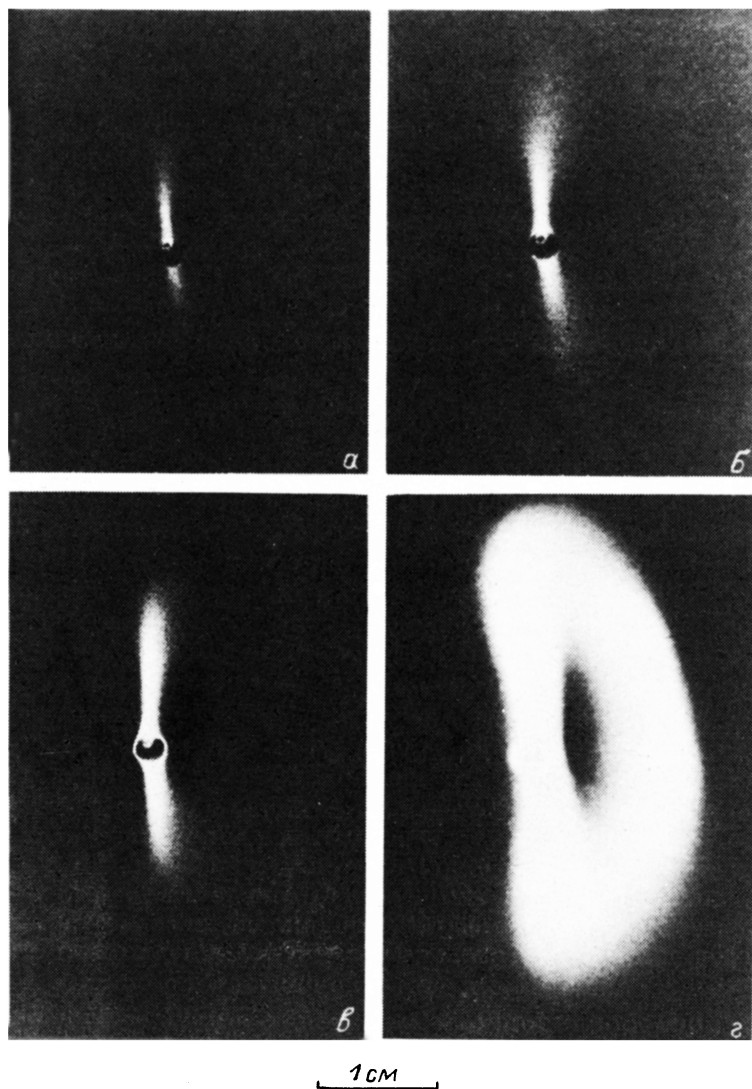


Рис. 2. Динамика диффузного разряда.
 $p = 20 \text{ Тор}$; $t_{и}$, мкс: а — 1-2, б — 2, в — 3, г — 30.

Его длина вдоль E_0 равна 30 мм. При больших временах разряд становится только более ярким, а начальный вибратор и замыкающая петля плавно “расплываются” с некоторым преимуществом в сторону излучателя. Конечный вертикальный размер плазмоида равен 42 мм (рис. 2,г), т.е. за 27 мкс он вырос всего на 12 мм со средней скоростью “расплывания” $\sim 3 \cdot 10^4 \text{ см/с}$, что на порядок меньше скорости роста плеч начального вибратора. И наконец, с увеличением $t_{и}$ внутри плазменной петли, ближе к ее границе, обращенной к излучателю, начинает формироваться более яркая область.

На рис. 3 можно проследить развитие разряда при 55 Тор. Ему все еще присущи все признаки диффузного разряда, но уже с элемента-

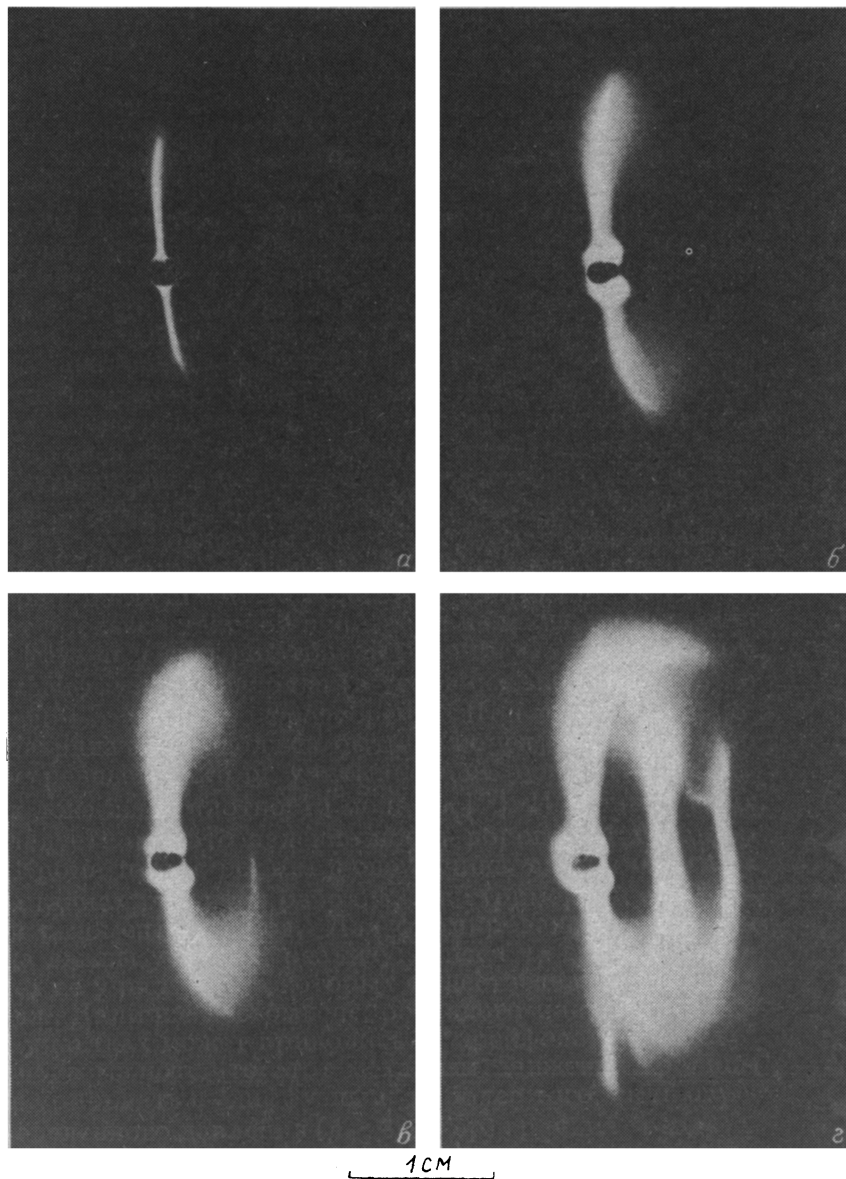


Рис. 3. Динамика диффузного разряда с элементами шнурового.
 $p = 55$ Тор; $t_{и}$, мкс: а — 4, б — 6, в — 8, г — 15.

ми шнурового. Из рис. 3,а следует, что начальный этап этого разряда повторяет развитие разрядов более низкого p , хотя количественные отличия есть. Так, диаметр плеч начального вибратора у их основания уже меньше диаметра шара и равен ~ 1 мм. У этого разряда также наблюдаются диффузное “расплывание” концов вибратора (начиная с длины плеч ~ 3 мм) и их дальнейшее замыкание петлей в сторону излучателя, правда, процесс замыкания происходит медленнее. Он за-

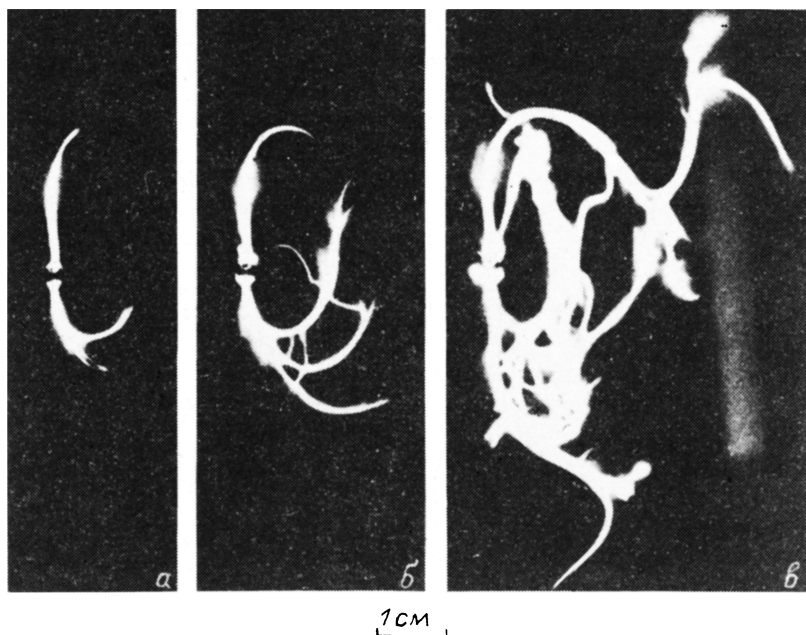


Рис. 4. Динамика шнурового разряда.
 $p = 120 \text{ Тор}$; $t_{\text{и}}$, мкс: а — 4, б — 7, в — 17.

канчивается только при $t_{\text{и}} = 6-7$ мкс (рис. 3, б). На рис. 3, в видно, что внутри замкнувшейся диффузной петли образуется более яркий канал диаметром ~ 0.5 мм, вытянутый вдоль E_0 . На рис. 3, г (низ плазмоида) следует, что аналогичные каналы образуются и внутри диффузного “расплыва” начального вибратора. Эти каналы кладут начало шнурам, искажающим “правильную” геометрию разряда. Обратим также внимание, что если на рис. 2 вокруг шара наблюдается только равномерно светящаяся кромка, то на рис. 3, б при $t_{\text{и}} = 6$ мкс на шаре, кроме того, появляются яркие полярные шапки неправильной формы. С большой вероятностью они связаны с испарением поверхности шара из-за контакта с высокотемпературной плазмой. Таким образом, рост начального вибратора при этом p сопровождается уже двумя характерными явлениями: его диффузным расплыванием в пучностях поля, которые для короткого вибратора (длиной менее λ) реализуются на его концах, и повышением температуры в пучности СВЧ тока (центральной части его длины), т.е. повышенным поглощением там ЭМ энергии.

На рис. 4 представлены разряды при 120 Тор. Видно, что при этом p диффузный элемент в разряде уже практически отсутствует. Остаются только локальные расплывания шнуров в пучностях поля. Положение этих пучностей вдоль шнуров сложным образом зависит от конкретной их геометрии и практически непредсказуемо. Видно также, что при этом p , как и при более низких, именно в местах диффузного расплывания начинаются процессы ветвления уже существующих и образование новых шнуров.

И наконец, на рис. 5 прослеживается развитие в некотором смысле рафинированного стримерного разряда при 300 Тор. На рис. 5, а

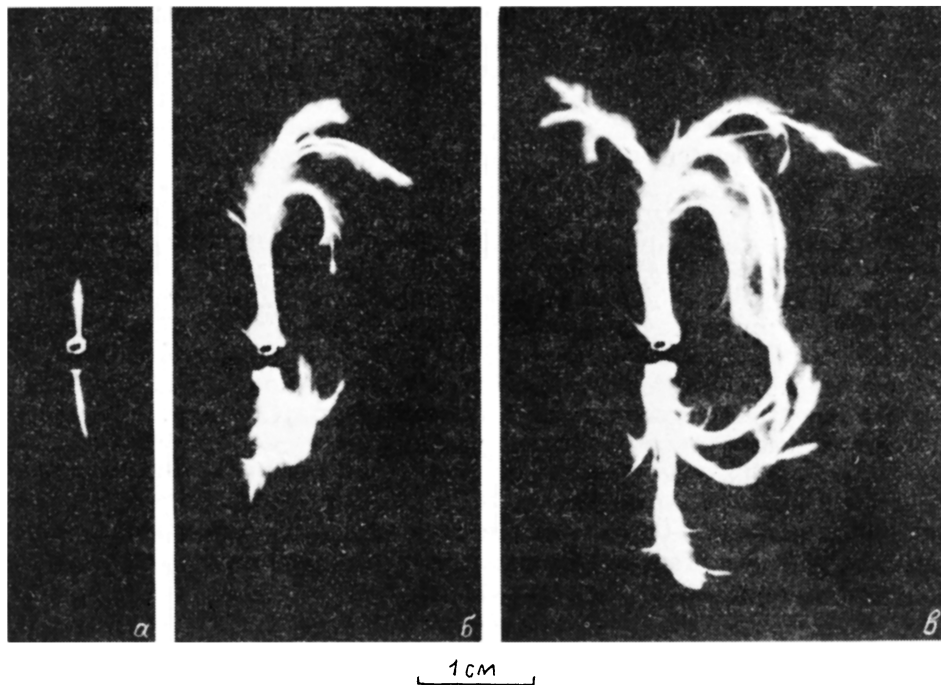


Рис. 5. Динамика стримерного разряда.
 $p = 300 \text{ Тор}$; $t_{и}$, мкс: а, б — 3, в — 7.

($t_{и} < 3 \text{ мкс}$) он представляется все тем же симметричным СВЧ вибратором длиной 12.5 мм и диаметром плеч всего $\sim 0.25 \text{ мм}$. Они практически не имеют диффузного ореола.

При $t_{и} = 3 \text{ мкс}$ (рис. 5, б) разряд уже “пережил” первую “резонансную вспышку”. Она сопровождается увеличением диаметра вибратора в его центральной части до $\sim 1.25 \text{ мм}$ и разветвлением его плеч (при длине вибратора около 15 мм). Этот процесс имеет как бы три линейных масштаба: резонансную длину стримера, длину зоны повышенного энерговыделения и характерное расстояние между областями интенсивного ветвления. На рис. 5, б видно, что образовавшиеся в месте ветвления стримерные каналы загибаются по “силовым линиям” поля вибратора, т.е. прорастают не только в электростатическом поле их концов, но как бы чувствуют весь вибратор, что говорит о достаточно высокой его проводимости. Почти нет сомнения, что образование первичного вибратора при этом p идет с “вытеснением” молекул из стримерного канала. Действительно, в эксперименте $E_{00} \approx 1/3 E_k$, и факт “вспышки” вибратора показывает, что плотность молекул внутри него еще до нее упала по крайней мере до $1/3$ исходной. В противном случае электроны плазмы начальных областей вибратора должны были бы “прилипнуть” с характерным временем $\sim 2 \text{ мкс}$ на длине $v_{ст}/v_a \approx 1.5 \text{ мм}$, где средняя скорость прорастания стримера $v_{ст}$ взята равной $8 \cdot 10^5 \text{ см/с}$. Она получена путем деления длины “наидлиннейшего” стримера на рис. 5, б на $t_{и}$.

При этом p (например, рис. 5,в) на стримерх уже не наблюдаются диффузные “расплывания”. Скорее можно говорить о их периодическом “оперении”, т.е. покрытии отдельных участков короткими тонкими отростками. Таким образом, с ростом p именно такую трансформацию претерпевает процесс диффузного “расплывания” плазмы в резонансных пучностях СВЧ волн, “гуляющих” по сплетению стримерных каналов.

На рис. 1,е, соответствующему этому же p , видно, что один из наиболее удаленных от инициатора в вертикальном направлении стримеров имеет координату $x \simeq 6$ см, т.е. он пророс в область поля, уровень которого $E_0 \simeq 0.2E_{00}$. Таким образом, локальное усиление поля на головке этого стримера должно быть не менее 15. В свою очередь плотность молекул в его канале должна быть в 15 раз меньше исходной, что в изобарическом приближении соответствует температуре $4.5 \cdot 10^3$ К.

Приведенная феноменология различных форм разряда в ходе их развития и имеющиеся к настоящему времени теоретические исследования по данному направлению позволяют указать определяющие физические факторы, ответственные за формирование этих форм. Так, диффузный разряд — это в основном ионизационно-полевой процесс. В ходе его происходит взаимосвязанная пространственно-временная эволюция концентрации плазмы и ЭМ поля. При построении его модели достаточен учет процесса ударной ионизации молекул, прилипания электронов, их диффузии и диссоциативной рекомбинации. При этом на ранних стадиях диффузного разряда (в условиях эксперимента до $t_{\text{и}} \simeq 15$ мкс) нагревом газа можно пренебречь. При построении модели шнурового разряда в нее должен быть включен дополнительно ионизационно-перегревный фактор, учитывающий чувствительность темпа ионизации к локальной плотности молекул [29]. Из приведенных выше рисунков следует, что это явление носит пороговый характер (при $p \geq 25$ Тор). Кроме того, с ростом p оно начинает включаться на все более ранних стадиях развития разряда, а в стримерной его форме — практически с момента пробоя. Для формирования геометрии всех форм разряда важны условия, реализующиеся на границе плазмы, особенно на тех ее участках, на которых существенна нормальная составляющая поля. Наличие нескомпенсированного индуцированного заряда на этих участках может приводить к “дрейфовому разлету” плазмы. Оценки показывают, что этот механизм движения границы плазмы может конкурировать с “диффузным” и, более того, быть определяющим. С определенного давления ($p \gtrsim 300$ Тор) граница “разлетающейся” плазмы может становиться неустойчивой к изгибным флуктуациям и “диффузное расплывание” вытесняется “оперением” плазменных каналов на участках со значительной нормальной к их поверхности компонентой поля. Соизмеримость отдельных фрагментов разряда с $\lambda/2$ предполагает учет их резонансных свойств, которые выражаются в росте темпа диссипации ЭМ энергии в пучностях СВЧ тока со всеми вытекающими из этого газодинамическими явлениями и появлении пучностей поля. Эксперимент показал, что волновые свойства разряда особенно важно учитывать, когда он реализуется в шнуровой и стримерной формах. Построение моделей, учитывающих это свойство разряда, осложняется многомодовостью резонансного процесса при длине плазматидов, превышающих λ , и наличием не только кондуктивной, но и индуктивной связи отдельных фрагментов разряда. Кро-

ме того, моделирование, как правило, упирается в “чисто технические сложности” при анализе процессов непосредственно на “головках” резонансных стримеров. И наконец, ионизационно-перегревный процесс, процессы “ветвления” и “оперения” в своей основе содержат элементы случайности, что и определяет неповторяемость геометрии шнуровых и стримерных разрядов. В связи с этим отметим, что если диффузный разряд может быть описан моделью, построенной с использованием микроскопических концепций (применяя терминологию синергетики), то шнуровой и особенно стримерный разряды с развитой геометрией могут быть адекватно описаны только в макроскопических терминах. К последним относятся, например, плотность каналов v_f , глубина поглощения ЭМ энергии, коэффициент ее поглощения и т.п.

Заключение

Таким образом, СВЧ разряд в фокусе линейно поляризованной ЭМ волны реализуется в трех формах: диффузной, шнуровой и стримерной. Диффузный и стримерный разряды являются некоторым образом полярными, и при изменении p характерные признаки одной из этих форм вытесняются признаками другой. В этом смысле шнуровой разряд есть переходная форма и его диапазон существования со стороны низких p определяется появлением внутри диффузных областей мелко-масштабных образований, а со стороны высоких p практически полным вытеснением диффузной структуры. В условиях эксперимента он реализуется при $25 \leq p \leq 300$ Тор.

Способ инициирования определил геометрическое подобие начальных этапов развития разрядов всех форм. Они начинают формироваться с образования от полюсов шара симметричного СВЧ вибратора, параллельного полю. При приближении его длины к резонансной возрастает диссипация ЭМ энергии в его центральной части и активизируются структурообразовательные процессы на концах (их диффузное расплывание, ветвление, оперение и т.п.).

Эксперимент показал, что при пробойном уровне поля средняя скорость движения диффузной плазменной границы имеет масштаб 10^5 см/с при $p = 20$ Тор и падает с ростом p . Средняя скорость прорастания шнуров-стримеров, наоборот, увеличивается с ростом p до 10^6 см/с при $p = 300$ Тор. Разряд в шнуровой и стримерной формах распространяется в сторону излучателя. Скорость движения фронта растет с увеличением p и в условиях эксперимента имеет величину порядка 10^5 см/с при p в сотни Тор. За $t_n \approx 40$ мкс стримерный разряд успевает распространиться в область поля, где его уровень E_0 в 15 раз меньше E_k .

Разряды всех типов характеризуются резонансными свойствами не только в начале своего развития, но и в течение всей t_n .

На формирование их геометрии с ростом p все в большей степени сказываются случайные, флуктуационные процессы. Так, диффузный разряд повторяет свою геометрию в последовательных импульсах при всех экспериментальных t_n , а ход развития стримерного разряда, например, при 300 Тор стабилен только в течение 1 мкс с момента пробоя.

Список литературы

- [1] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И. и др. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 2. С. 389-391.
- [2] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И., Федотов А.Б. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 10. С. 149-154.
- [3] Бровкин В.Г., Колесниченко Ю.Ф. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 3. С. 55-58.
- [4] Бровкин В.Г., Колесниченко Ю.Ф. // Радиофизика / Под ред. Г.И.Бацких. М., 1991. С. 1-79.
- [5] Витарев А.Л., Гильденбург В.Б., Иванов О.А., Степанов А.И. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. № 1. С. 165-169.
- [6] Витарев А.Л., Горбачев А.М., Ким А.В., Колыско А.Л. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. № 8. С. 1064-1075.
- [7] Богатов Н.А., Быков Ю.В., Венедиктов Н.П. и др. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. № 6. С. 725-732.
- [8] Витарев А.Л., Голубев С.В., Еремин Б.Г. и др. // Радиофизика / Под ред. Г.И.Бацких. М., 1991. С. 93-109.
- [9] Витарев А.Л., Гильденбург В.Б., Ким А.В. и др. Высокочастотный разряд в волновых полях / Под ред. А.Г.Литвака. Горький, 1988. С. 41-135.
- [10] Голубев С.В., Грицынин С.И., Зорин В.Г. и др. // Высокочастотный разряд в волновых полях / Под ред. А.Г. Литвака. Горький, 1988. С. 136-197.
- [11] Степанков А.Н., Язенков В.В. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. № 9. С. 1159-1161.
- [12] Батанов Г.Н., Грицынин С.И., Косый И.А. и др. // Тр. ФИАН СССР. 1985. Т. 160. С. 174-203.
- [13] Аскарян Г.А., Батанов Г.М., Грицынин С.И. и др. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 11. С. 77-85.
- [14] Грицынин С.И., Дорофежук А.В., Косый И.А., Магунов А.И. // ТВТ. 1987. Т. 25. № 6. С. 1068-1072.
- [15] Батанов Г.М., Бережнецкая Н.К., Бровкин В.Г. и др. // Радиофизика / Под ред. Г.И.Бацких. М., 1991. С. 53-71.
- [16] Александров А.Ф., Кузовников А.А., Шипков В.М. // ИФЖ. 1992. Т. 62. № 5. С. 726-730.
- [17] Витарев А.Л., Еремин Б.Г. ЖЭТФ. 1975. Т. 68. Вып. 2. С. 452-455.
- [18] Грачев Л.П., Есаков И.И., Князев М.П. и др. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 7. С. 1353-1355.
- [19] Карфидов Д.М., Лукина Н.А., Сергеечев К.Ф. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. С. 312-320.
- [20] Елецкий А.В., Смирнов Б.М. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 8. С. 192-194.
- [21] Баранов В.В., Бровкин В.Г. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. Вып. 15. С. 39-42.
- [22] Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И. и др. // ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 22. С.34-37.
- [23] Ретер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968. 390 с.
- [24] Бацких Г.И., Хворостяной Ю.И. // Радиотехника и электроника. 1992. № 2. С. 311-315.
- [25] Авраменко Р.Ф., Грачев Л.П., Николаева В.И. // Электропунктура и проблемы информационно-энергетической регуляции деятельности человека / Под ред. В.Н.Пушкина. М., 1976. С. 169-186.
- [26] Бровкин В.Г., Быков Д.Ф., Голубев С.К. и др. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 2. С. 153-158.
- [27] Грачев Л.П., Есаков И.И., Ходатаев К.В., Цыпленков В.В. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. № 3. С. 411-415.
- [28] Грачев Л.П., Есаков И.И., Ходатаев К.В., Цыпленков В.В. // Препринт МРТИ АН СССР. № 9005. М., 1990. 14 с.
- [29] Гильденбург В.Б., Ким А.В. // Физика плазмы. 1980. Т. 6. Вып. 4. С. 904-909.

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
17 июня 1993 г.