РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

УФН 1993

ТОМ СТО ШЕСТЬДЕСЯТ ТРЕТИЙ

Журнал издается с апреля 1918 г.

Март 1993 г. **Том 163, № 3**

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ПРОЦЕССЫ В ГАЗЕ И ПЛАЗМЕ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ

Н.Л. Александров, АМ. Напартович

(Московский физико-технический институт, Долгопрудный; ТРИНИТИ, Троицк, Московская обл.)

(*Статья поступила 7.10.92 г., после доработки 28.11.92* г.)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение (1).
2. Элементарные процессы с участием отрицательных ионов (2).
3. Процессы переноса заряженных частиц (5). 3.1. Прилипательное охлаждение электронов. 3.2. Абсолютная отрицательная проводимость. 3.3. Электронный перенос в газе с нестабильными отрицательными ионами. 3.4. Дрейфовые скачки и расслоение плазмы с током.
4. Неустойчивости и волны в столкновительной плазме (12). 4.1. Прилипательная неустойчивость. 4.2. Прилипателью-колебательная неустойчивость. 4.3. Генерация и усиление звука. 4.4. Перегревно-ионизационная неустойчивость.
5. Неустойчивости и волны в бесстолкновительной плазме (18). 5.1. Линейные волны. 5.2. Ионно-звуковой солитон.
6. Отрицательные ионы в современных технологиях; вопросы экологии (21).
7. Заключение (24).
Список литературы (24).

1. Введение. Ионизованный газ и плазма в простейшем случае наряду с нейтральными частицами содержат электроны и положительные ионы. При ионизации электроотрицательного газа возможно образование нового класса заряженных частиц — отрицательных ионов. По своим свойствам они существенно отличаются от других заряженных частиц. Отрицательные ионы на несколько порядков тяжелее электронов. По сравнению с положительными ионами они не только имеют противоположный знак, но и легко могут при внешнем воздействии отщеплять электрон. Последнее связано с относительно слабым (по атомным масштабам) взаимодействием между электроном и нейтральным остовом в ионе, а следовательно, и малой величиной (~1 эВ) энергии сродства атомов и молекул к электрону. Особенности отрицательных ионов приводят к изменению физических, химических и даже биологических свойств сред, содержащих эти ионы.

Человека окружает электроотрицательная среда — воздух. Многие другие электроотрицательные газы широко используются в технике. Поэтому изучение свойств отрицательных ионов ведется сравнительно давно. Результаты исследований собраны в посвященных им монографиях [1, 2], отдельные вопросы рассмотрены в многочисленных обзорных публикациях [3 — 12]. При этом основное внимание уделено свойствам отдельного иона, а также элементарным процессам с их участием. Влияние же отрицательных ионов на макроскопические свойства газа и плазмы почти не рассматривается. Эти вопросы изложены либо в оригинальных работах, либо в обзорах по весьма узким тематикам. В последнее время здесь достигнут существенный прогресс, который связан со все возрастающим интересом к явлениям в ионизованных электроотрицательных газах, а также с рядом новых технических приложений.

Восполнить указанный пробел и призван настоящий обзор, основная цель которого — описать явления в слабоионизованном газе и плазме, к которым приводит появление отрицательных ионов. В разделе 2 кратко изложены основные закономерности элементарных процессов с участием отрицательных

© Н.Л. Александров, А.П. Напартович 1993

ионов, которые могут существенно сказываться на макроскопических явлениях в газовой среде. Раздел 3 посвящен процессам переноса заряженных частиц с участием отрицательных ионов. В разделе 4 и 5 рассматривается одна из центральных проблем физики плазмы — проблема ее устойчивости применительно к электроотрицательным газам. Ряд практических приложений, в которых основную роль играют процессы с участием отрицательных ионов, описан в разделе 6.

2. Элементарные процессы с участием отрицательных ионов. Процессы межчастичных столкновений, в которых участвуют отрицательные ионы, подробно описаны в цитированной выше литературе. Цель данного раздела—дать беглый обзор основных зависимостей характеристик элементарных процессов от макроскопических параметров газа и плазмы. Многие из этих закономерностей лежат в основе тех явлений в газовой среде, к которым приводит появление отрицательных ионов.

Процессы столкновений с участием отрицательных ионов можно разделить на реакции образования и разрушения ионов, а также на реакции, в которых меняется сорт иона. К последним относятся процессы перезарядки

$$A^- + B \to A + B^-,$$

конверсии

$$A^- + B + C \to AB^- + C,$$

ионно-молекулярные реакции типа

$$AB^- + C \to A^- + BC$$

и т.д. Они относительно слабо сказываются на обсуждаемых ниже вопросах и здесь рассматриваться не будут. (Эти реакции обсуждаются, например, в [3,4, 13,14].) Более важными являются процессы прилипания электрона к нейтральной частице и обратные процессы, так как при этом существенно меняются свойства среды.

Основными каналами захвата электрона атомом или молекулой являются процессы диссоциативного прилипания

$$e + AB \to A^- + B, \tag{1}$$

трехчастичного прилипания

$$e + A + B \to A^- + B \tag{2}$$

и фотоприлипания

$$e + A \to A^- + \hbar\omega.$$

При не слишком низких давлениях газа фотоприлипанием можно пренебречь.

Парные процессы прилипания характеризуются сечением σ_a и константой скорости k_a, определяемой из уравнения баланса плотности отрицательных ионов $[A^-]$. Для процесса (1) оно имеет вид

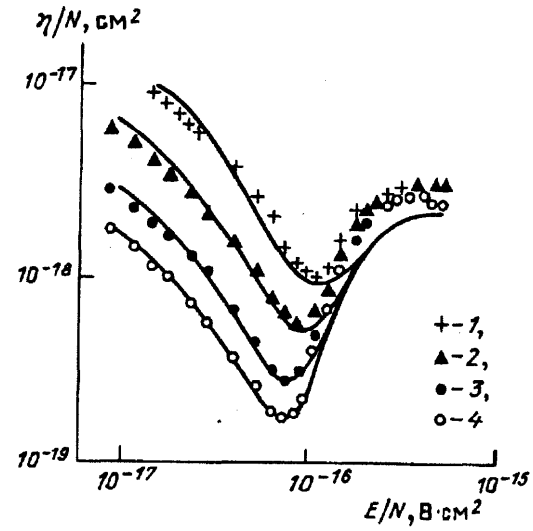

Рис. 1. Коэффициент прилипания электрона к молекуле O_2 в чистом кислороде. Точки — эксперимент [15] (N (см$^{-3}$) = $=7{,}24\cdot10^{18}$ (*1*), $2{,}9\cdot10^{18}$ (*2*), $1{,}2\cdot10^{18}$ (*3*) и $6{,}92\cdot10^{17}$ (*4*)), кривые — расчет [16]

$$\frac{d[A^-]}{dt} = k_a n_e [AB],$$

ще n_e, [AB] — плотности электронов и молекул AB. Величина k_a выражается через σ_a следующим образом:

$$k_a = \langle \sigma_a v \rangle, \tag{3}$$

где скобки означают усреднение по скоростям электрона v. Аналогичным образом вводятся сечение и константа скорости трехчастичного процесса (2).

Скорость прилипания электрона к частице зависит от энергии электрона и степени возбуждения частицы. Для трехчастичного процесса появляется также зависимость от поступательной и внутренней энергии третьего тела, а иногда и от давления газа. Прилипание электрона ко многим молекулам может идти одновременно по каналам (1) и (2), что приводит к дополнительному усложнению зависимостей скорости гибели электронов от параметров газа или плазмы. Продемонстрируем это на конкретных примерах.

Простейшей молекулой, к которой возможно как диссоциативное, так и трехчастичное прилипание электрона, является молекула O_2. На рис. 1 приведены экспериментальные данные [15] по коэффициенту прилипания η в чистом кислороде в зависимости от плотности молекул N и приведенного электрического поля E/N. Параметр E/N характеризует среднюю энергию электронов. Коэффициент прилипания обычно связан с константой скорости следующим соотношением

$$\frac{\eta}{N} = \frac{k_a}{w}, \tag{4}$$

где w — скорость дрейфа электронов. На рис. 1 также представлены результаты расчета [16] этого коэф-

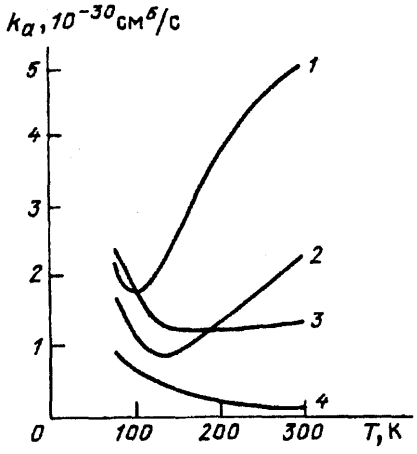

Рис. 2. Зависимость константы скорости трехчастичного прилипания электрона к молекуле $^{18}O_2$ (*1*) и $^{16}O_2$ (*2—4*) от температуры газа [17]. Третье тело: O_2 (*1*, 2), CO (*3*), N_2 (*4*)

фициента. При высоких значениях E/N прилипание является диссоциативным и его скорость из-за наличия энергетического порога быстро растет с увеличением энергии электронов. Обратная зависимость наблюдается при малых E/N, где прилипание является трехчастичным и "эффективная" парная константа скорости пропорциональна плотности N (и давлению газа). Таким образом, конкуренция различных процессов прилипания может приводить к сложным зависимостям скорости гибели электронов от параметров газовой среды.

Если прилипание определяется однотипным процессом, то возможно появление немонотонных зависимостей из-за смены механизма процесса. На рис. 2 приведена измеренная в эксперименте [17] константа скорости трехчастичного прилипания тепловых электронов к молекуле O_2

$$e + O_2 + M \rightarrow O_2^- + M \qquad (5)$$

в зависимости от температуры газа T. Для этого процесса известно два механизма [12]. Согласно первому, предложенному Блохом и Брэдбери, прилипание идет в две стадии с образованием промежуточного нестабильного иона $(O_2^-)^*$. Второй механизм связан с прилипанием электрона к ван-дер-ваальсовским молекулам O_2M. Первый механизм характеризуется энергетическим барьером $\sim 10^{-1}$ эВ, что приводит к увеличению скорости процесса с ростом T. Для этого механизма свойственен и сильный (~2) изотопический эффект, отсутствующий в случае второго механизма. Скорость прилипания в последнем случае при увеличении T падает из-за разрушения слабосвязанных комплексов O_2M. Изображенный на рис. 2 минимум в скорости трехчастичного прилипания к молекуле O_2 связан со сменой механизма процесса при увеличении T. Для $M = N_2$, CO в этой области температур механизм Блоха—Брэдбери не важен, и минимум отсутствует.

Прилипание электрона к сложным молекулам может идти по многим каналам, что приводит к дополнительному усложнению процесса. На рис. 3 приведены данные [18] по сечениям прилипания электрона к молекуле SF_6 с образованием различных отрицательных ионов. С ростом электронной энергии здесь меняется не только скорость процесса, но и тип образуемого иона.

К ускорению прилипания может привести возбуждение внутренних степеней свободы молекул [2, 3, 7, 19, 20]. На рис. 4 приведены экспериментальные

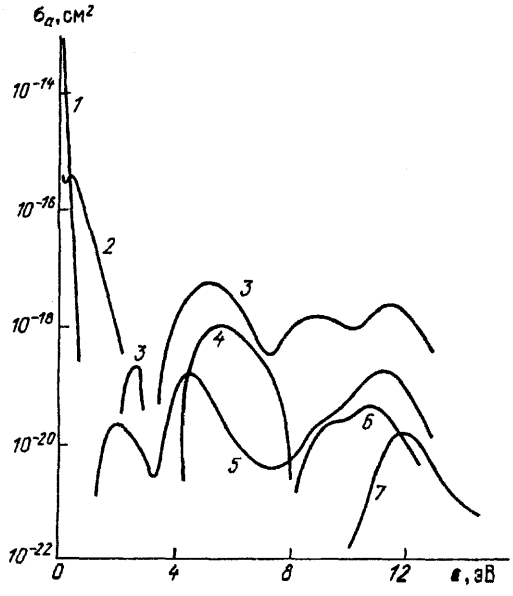

Рис. 3. Сечения образования отрицательных ионов при прилипании электрона к молекуле SF_6 [18]. *1* — SF_6^-, *2* — SF_5^-, *3* — F^-, *4* — SF_4^-, *5* — F_2^-, *6* — SF_3^-, *7* — SF_2^-

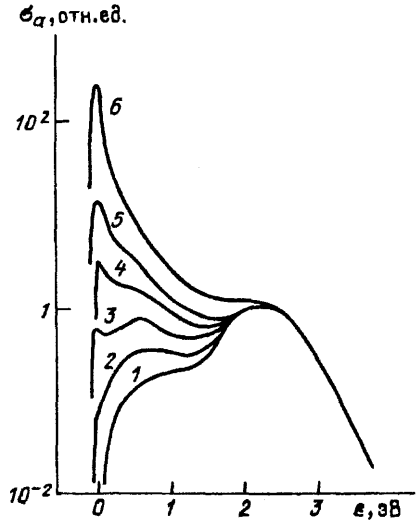

Рис. 4. Зависимость сечения диссоциативного прилипания электрона к молекуле N_2O от температуры газа [21]. T(K) = 295 (*1*), 400 (*2*), 550 (*3*), 705 (*4*), 875 (*5*) и 1040 (*6*)

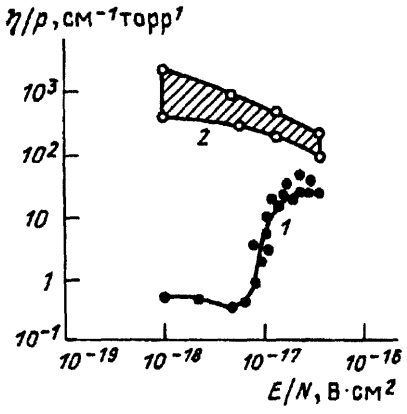

Рис. 5. Зависимость коэффициента прилипания электрона в гелии с примесью молекул винилхлорида от плотности энергии лазерного излучения S [23]. *1* — $S = 0$, *2* — S=0,9 мДж/см^2

данные [21] по зависимости сечения процесса

$$e + N_2O \rightarrow O^- + N_2$$

от температуры газа T. Эта зависимость вызвана возбуждением деформационных колебаний молекулы N_2O при высоких T, что заметно сказывается на скорости процесса. Происхождение зависимости сечения прилипания от колебательного возбуждения связано с механизмом процесса, идущего с образованием промежуточного нестабильного иона $(N_2O^-)^*$. В случае возбужденных молекул, во-первых, уменьшается энергетический порог процесса, а во-вторых, увеличивается вероятность перехода $N_2O \rightarrow (N_2O^-)^*$ из за роста интеграла перекрытия колебательных волновых функций для соответствующих уровней молекулы и нестабильного иона. Аналогичный эффект может вызвать возбуждение электронных состояний молекул. Например, согласно экспериментам [22] максимум сечения реакции

$$e + O_2(a^1\Delta_g) \rightarrow O^- + O$$

в 3—3,5 раза больше той же величины для аналогичного процесса с невозбужденной молекулой O_2, а его энергетический порог из-за возбуждения снижается на 1 эВ.

Многообещающими для практических приложений являются наблюдения [7, 19, 20] увеличения скорости прилипания электрона к молекуле под действием лазерного излучения. Этот эффект вызван фотовозбуждением колебательных и электронных состояний молекулы, а также ее фотодиссоциацией с образованием фрагментов, к которым эффективно прилипают электроны. На рис. 5 приведены данные [23] по зависимости скорости гибели электрона в гелии с примесью молекул винилхлорида C_2H_3Cl от плотности энергии лазерного излучения S. Ускорение прилипания здесь связано с фотодиссоциацией молекулы C_2H_3Cl с образованием колебательно-возбужденной молекулы HCl (v).

Столкновительное разрушение отрицательного иона также идет по нескольким каналам. Отрыв электрона от отрицательного иона возможен за счет химической энергии (ассоциативное разрушение — процесс, обратный (1)), передачи внутреннего возбуждения или поступательной энергии сталкивающихся частиц. Иногда необходимая для отрыва электрона энергия поступает из нескольких источников. На рис. 6 приведены результаты расчета [24] константы скорости процесса

$$O_2^- + O_2 \rightarrow e + 2O_2$$

в зависимости от температуры газа T и приведенного электрического поля E/N, определяющего нагрев ионов. При высоких значениях E/N поступательная энергия ионов O_2^- достаточна для отрыва электрона и скорость процесса слабо зависит от T. В другом пределе поступательная и колебательная энергии иона сравнимы и уменьшение T приводит к резкому падению скорости отрыва электрона. Следовательно, эффективность образования свободных электронов зависит от многих параметров: поступательной температуры ионов и молекул, степени возбуждения участвующих в процессе частиц.

Следует заметить, что вероятность отрыва электрона от иона зависит от соотношения сечений этого процесса и других реакций. На рис. 7 представлены измеренные авторами работы [25] сечения столкновения иона F^- с молекулой SF_6 — процессов перезарядки

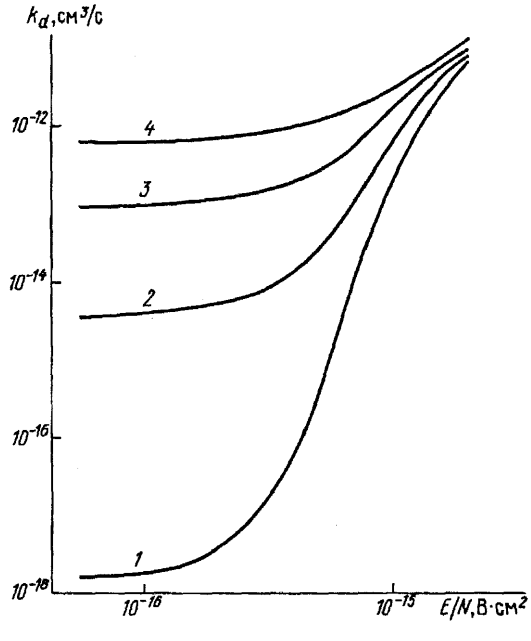

Рис. 6. Константа скорости столкновительного разрушения иона O_2^- в чистом кислороде в зависимости от температуры газа [24]. T(K) = 300 (*1*), 500 (*2*), 700 (*3*) и 900 (*4*)

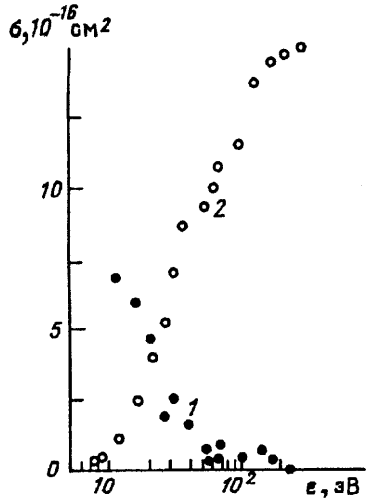

Рис. 7. Сечения перезарядки (*1*) и отрыва электрона от иона F^- (2) при столкновении с молекулой SF_6 в зависимости от энергии сталкивающихся частиц (в системе центра инерции) [25]

$$F^- + SF_6 \rightarrow F + SF_6^-$$

и разрушения иона F^-

$$F^- + SF_6 \rightarrow e + F + SF_6.$$

При малых энергиях основным является процесс перезарядки с образованием иона SF_6^-, энергия связи электрона в котором больше, чем в F^-. С ростом энергии эффективность отрыва электрона увеличивается.

Таким образом, вопрос о том, определяется перенос заряда легкими или тяжелыми ионами, в неравновесных условиях определяется многими факторами. Все это приводит к многообразию физических явлений, имеющих место в газах и плазме с отрицательными ионами.

3. Процессы переноса заряженных частиц. Появление отрицательных ионов в газовой среде сказывается прежде всего на процессах переноса. Дополнительный эффективный канал гибели электронов меняет энергетическое распределение электронов, а следовательно, и их кинетические характеристики. При этом может возникать ряд интересных кинетических явлений: прилипательное охлаждение электронов, их абсолютная отрицательная проводимость, а также изменение дрейфа и диффузии электронов из-за образования нестабильных отрицательных ионов. Наличие в плазме медленных отрицательно заряженных частиц приводит к перераспределению самосогласованных электрических полей, что отражается на динамических свойствах плазмы.

3.1. Прилипательное охлаждение электронов. Уравнение баланса плотности электронов n в слабоионизованном газе в электрическом поле при наличии процессов ионизации и прилипания имеет вид (см., например, [26, 27])

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(n\mathbf{w}) - \operatorname{div}\frac{\nabla(ND_T n)}{N} - \\ - \operatorname{div}[\varkappa_1 \mathbf{e}(\mathbf{e}\nabla n)] - \ldots = (\nu_i - \nu_a)n, \qquad (6)$$

ще D_T и $D_L = D_T + \varkappa_1$ — коэффициенты диффузии электронов поперек и вдоль электрического поля, $\nu_i = k_i N$ и $\nu_a = k_a N$ — частоты (k_i, k_a — константы скорости) ионизации и прилипания. Многоточием обозначены члены, описывающие электронный перенос из-за изменения в пространстве и времени электрического поля и других параметров среды.

Коэффициенты электронного переноса и константы скорости элементарных процессов зависят от функции распределения электронов по скоростям $f(\mathrm{v})$, которая определяется из кинетического уравнения Больцмана

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathrm{v}\frac{\partial f}{\partial \mathrm{r}} - \frac{e\mathrm{E}}{m}\frac{\partial f}{\partial \mathrm{v}} = S(f), \qquad (7)$$

где e и m — абсолютная величина заряда и масса электрона, S — интеграл столкновений. Эти уравнения используются как при вычислении по известным сечениям электронного рассеяния коэффициентов переноса, так и при решении обратной задача — нахождении сечений рассеяния из экспериментальных данных по скорости дрейфа электронов, их коэффициентам диффузии, коэффициентам ионизации, прилипания и так далее [26]. Расчеты такого типа проводятся обычно в приближении слабой анизотропии, когда в разложении функции распределения в ряд по сферическим функциям учитываются только два первых члена.

В большинстве работ при вычислении энергетического распределения электронов в слабоионизованном газе в электрическом поле процессы гибели и рождения электронов (прилипание, ионизация) рассматривались просто как дополнительные неупругие процессы. Это допустимо, только если частота изменения плотности электронов мала по сравнению с частотой релаксации энергетического распределения электронов ν_u [34]. В противном случае описание электронного переноса усложняется. Систематическая ошибка от включения процессов прилипания и ионизации как неупругих процессов легко проявляется, если скорости этих процессов имеют различную зависимость от давления газа. Рассмотрим данный вопрос на примере трехчастичного прилипания электрона к молекуле O_2 (реакция (5)) [28 J.

При тепловых энергиях процесс (5) идет по механизму Блоха—Брэдбери [12]. Сначала электроны с энергией ($\varepsilon_i \sim$ 0,08—0,09 эВ) первого автоионизационного состояния иона O_2^- захватываются молекулой O_2. Далее происходит либо самопроизвольный

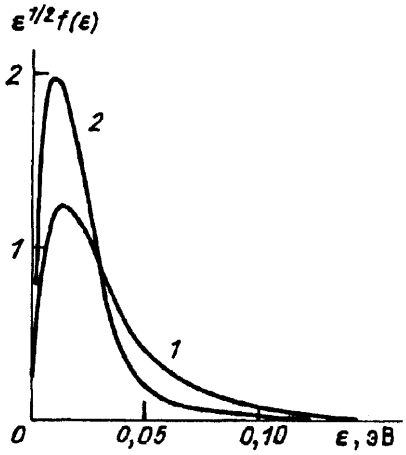

Рис. 8. Функция распределения электронов по энергиям в чистом кислороде: *1* — максвелловская, *2* — расчет [29] с учетом прилипательного охлаждения электронов при давлении 2,5 кПа

развал иона на исходные продукты, либо его стабилизация третьим телом:

$$e + O_2 \rightleftarrows (O_2^-)^*,$$

$$(O_2^-)^* + M \rightarrow O_2^- + M.$$

В отсутствие прилипания наличие прямых и обратных процессов приводит к максвеллизации энергетического распределения электронов. Действительно, убыль электронов из какой-либо области энергий за счет процесса возбуждения молекулы компенсируется приходом электронов в результате обратных процессов с участием возбужденных частиц (удары второго рода). Процесс прилипания в кислороде приводит к истощению электронов с энергией $\sim \varepsilon_i$, которое лишь частично восполняется электронами из других областей энергии. Функция распределения электронов по энергиям в O_2, вычисленная автором работы [29] для давления 2,5 кПа, приведена на рис. 8, где она сравнивается с максвелловской функцией. Рассматриваемый эффект приводит к уменьшению средней энергии электронов (прилипательное охлаждение) и скорости прилипания. Он имеет место, если выполняются следующие соотношения: $\nu_a \sim \nu_u$, $\nu_a >> \nu_{ei}$ (ν_{ei} — частота электрон-ионной рекомбинации) и температура электронов $T_e < \varepsilon_i$. (При $T_e > \varepsilon_i$ должен наблюдаться обратный эффект — прилипательыий нагрев электронов.) Для кислородсодержащих смесей, например, эти соотношения справедливы при парциальном давлении $\gtrsim 1$ кПа O_2, $n/N << 10^{-6}$ (N — плотность молекул O_2) и $T_e < 10^3$ К.

Прилипательное охлаждение становится здесь заметным из-за квадратичной зависимости скорости прилипания от давления газа. Процессы же, приводящие к максвеллизации распределения электронов, зависят от давления линейно. Поэтому эффект становится все заметнее с ростом давления газа. Это наблюдалось в эксперименте [30], где измерялась константа скорости трехчастичного прилипания. В таблице приведены некоторые данные этого эксперимента, которые свидетельствуют о падающей зависимости константы прилипания от давления. Удовлетворительное объяснение наблюдаемых закономерностей дано в [29]. Эффект прилипательного охлаждения для нетепловых электронов во внешнем электрическом поле или под действием электронного пучка вычислен авторами работ [16, 31, 32]. Он также позволил объяснить наблюдаемую в эксперименте [15] зависимость константы скорости процесса (5) от давления газа.

Давление, кПа	Константа прилипания, 10^{-30} см^6/с
1	2,09
2,25	0,93
3,0	0,45

Наблюдаемый в эксперименте эффект прилипательного охлаждения скорее исключение, чем правило. В случае диссоциативного прилипания (реакция (1)) скорости всех процессов зависят от давления линейно. Поэтому даже если прилипательное охлаждение (или нагрев) и присутствует в системе, то его трудно наблюдать экспериментально из-за отсутствия зависимости ν_a/ν_u от давления. Тем не менее рассматриваемый эффект может заметно влиять на результаты вычислений электронных кинетических характеристик в электроотрицательных газах, а также на сечения электронных процессов, восстановленные из измерений коэффициентов переноса.

Главное отличие реакции прилипания электрона к молекуле от других неупругих процессов состоит в уменьшении числа электронов. Поэтому прилипание приводит к тому, что измерения электронных коэффициентов переноса, выполняемые методами электронных роев [26], зависят от типа эксперимента. Так, если изучается отдельное облако электронов, дрейфующее во внешнем электрическом поле, то на переднем фронте облака средняя энергия больше, чем на заднем. Для диссоциативного прилипания наиболее типична растущая зависимость скорости процесса от средней энергии электронов (см. рис. 1). Поэтому во фронте облака электронов меньше, чем в хвосте, что приводит к замедлению движения электронного облака и уменьшению измеряемой в эксперименте скорости дрейфа электронов. Для измерения коэффициента ионизации или прилипания часто используется стационарный метод Таунсенда [26], в котором из-за гибели электронов вдоль электрического поля формируется стационарный падаю-

щий профиль плотности электронов. Он вызывает диффузионный поток, приводящий к дополнительному нагреву электронов, а значит, и к увеличению константы скорости прилипания.

Метод для вычисления величины этих коэффициентов, заключающийся в нахождении точных частных решений кинетического уравнения, был предложен (в случае ионизации) автором работы [33] и описан в обзоре [34]. Он сводится к учету в уравнении Больцмана (7) неоднородности и (или) нестационарности функции распределения $f(\varepsilon)$ из-за гибели электронов. Например, в случае стационарного эксперимента Таунсенда уравнение (7) для изотропной части функции распределения $f_0(\varepsilon)$ (в рамках стандартного двухчленного приближения [26]) сводится к

$$\frac{1}{3\sigma_m}\left(\frac{\eta}{N}\right)^2 \varepsilon f_0 + \\ + \frac{eE}{3N}\frac{\eta}{N}\left[\frac{\varepsilon}{\sigma_m}\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} + \frac{\partial}{\partial \varepsilon}\left(\frac{\varepsilon}{\sigma_m} f_0\right)\right] + \\ + \frac{1}{3}\left(\frac{eE}{N}\right)^2 \frac{\partial}{\partial \varepsilon}\left(\frac{\varepsilon}{\sigma_m}\frac{\partial f_{00}}{\partial \varepsilon}\right) + S_0(f) = 0, \qquad (8)$$

где σ_m — транспортное сечение рассеяния электронов на молекулах, S_0 — усредненный по углам интеграл столкновений. При выводе (8) учтены следующие условия

$$\frac{\partial(nf_0)}{\partial z} = -\eta n f_0,$$

$$\frac{\partial(nf_0)}{\partial t} = 0.$$

Здесь ось Oz направлена вдоль внешнего электрического поля. Последние два члена в уравнении (8) описывают нагрев электронов в электрическом поле и их охлаждение при столкновении с молекулами. Первые члены характеризуют изменение нагрева электронов из-за вызванных прилипанием градиентов плотности электронов. Величина η/N при этом определяется не из (4), а из соотношения

$$\eta/N = -\frac{w}{2ND_T} + \left[\left(\frac{w}{2ND_T}\right)^2 + \frac{k_a}{ND_T}\right]^{1/2}. \qquad (9)$$

В пределе $\nu_a << \nu_u$ формула (9) сводится к (4), а в уравнении (8) остаются только два последних члена. Включение прилипания приводит к заметному усложнению задачи расчета энергетического распределения электронов и их коэффициентов переноса, поскольку в этом случае уравнение (8) необходимо решать самосогласованным образом с условием (9). Следует заметить, что и здесь главным параметром задачи остается величина E/N. Конкретные расчеты с учетом описанных выше эффектов выполнены для многих электроотрицательных газов: O_2 [16], воздуха [31], SF_6 и смесей SF_6:N_2 [35,36], смесей F_2:He [37].

3.2. Абсолютная отрицательная проводимость. Проводимость газа и плазмы, как правило, определяется электронами. (Исключение составляет случай сред, где плотность отрицательных ионов n_i значительно больше плотности электронов $n_e : n_i/n_e >> \mu_e/\mu_i >> 1$, где μ_e и μ_i — их подвижности.) Процесс прилипания электрона к молекуле здесь может приводить к интересному физическому эффекту — абсолютной отрицательной проводимости (АОП).

Вопрос об АОП в низкотемпературной плазме (или газе) неоднократно обсуждался в литературе. В [38] теоретически предсказано наличие АОП в релаксирующей плазме тяжелых инертных газов, где транспортное сечение рассеяния электрона на атомах имеет минимум Рамзауэра. Подобный результат получен и в теоретической работе [39] для релаксации δ-образного энергетического распределения электронов. В [40] впервые экспериментально зарегистрирована АОП в релаксирующей плазме Xe. В трех перечисленных работах рассматриваются условия, когда АОП существует небольшой интервал времени в процессе релаксации энергетического распределения электронов. Согласно [41—43] этот эффект может наблюдаться и в стационарной плазме, созданной электронным пучком, при наличии сильного прилипания электрона с малой энергией.

В пренебрежении ионным током проводимость плазмы равна

$$\sigma = en_e\mu_e,$$

где электронная подвижность определяется из [26]

$$\mu_e = -\frac{1}{3N}\left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2}\int_0^\infty \frac{\varepsilon}{\sigma_m}\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\,d\varepsilon = \\ = \frac{1}{3N}\left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2}\int_0^\infty \left(\frac{\partial}{\partial \varepsilon}\frac{\varepsilon}{\sigma_m}\right) f_0 d\varepsilon. \qquad (10)$$

Функция распределения $f_0(\varepsilon)$ здесь нормируется условием

$$\int_0^\infty f_0(\varepsilon)\varepsilon^{1/2}d\varepsilon = 1.$$

Из (10) следует, что для существования АОП необходимы (но недостаточны) два условия:

а) наличие области энергии с инверсной функцией распределения

$$\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} > 0;$$

б) выполнение в подходящей области энергий неравенства

$$\frac{\partial}{\partial\varepsilon}\frac{\varepsilon}{\sigma_m} < 0.$$

Последнее условие выполняется для тяжелых инертных газов в области энергий выше минимума Рамзауэра. Инверсная функция распределения реализуется либо в процессе релаксации [38], либо задается начальными условиями [39]. Согласно [41—43] инверсная функция может иметь место и в стационарных условиях в электроотрицательных газах, если сечение прилипания имеет максимум при малых энергиях, что приводит к обеднению плазмы медленными электронами.

На рис. 9 приведены результаты [41] расчета функции распределения электронов по энергиям в пучковой плазме смеси Ar : CCl_4 = 1 : 0,001 для различных плотностей тока электронного пучка j_b в пределе малого электрического поля. Они получены из численного решения уравнения Больцмана с учетом упругих и неупругих процессов рассеяния электронов на нейтральных частицах, а также кулоновских столкновений.

Диссоциативное прилипание электрона к молекуле CCl_4 приводит к формированию инверсной функции распределения, которая и служит причиной появления АОП. Значения электронной проводимости плазмы, полученные в [41] для указанной смеси при давлении газа p = 3 атм и температуре T = 300 K, представлены на рис. 10 в зависимости от приведенного электрического поля E/N. АОП наблюдается при малых значениях E/N и пропадает с увеличением электрического поля. Последнее связано с тем, что постоянное электрическое поле сглаживает энергетическое распределение электронов.

Аналогичные результаты были получены и для смеси Ar: F_2 [42], Xe: F_2 [43], Ar: NF_3 [44]. Вопрос об экспериментальном наблюдении АОП в стационарной плазме остается открытым. Он особенно интересен, поскольку рассматриваемая система должна быть неустойчивой и излучать электромагнитные волны.

3.3. Электронный перенос в газе с нестабильными отрицательными ионами. В предыдущих разделах рассматривалось влияние процессов захвата электронов молекулами с образованием отрицательных ионов на явления электронного переноса. При этом речь шла только об устойчивых ионах. Многие отрицательные ионы имеют кроме стабильного и автоионизационные состояния. Спектр характеристик таких состояний необычайно широк. Например, их время жизни τ_i относительно развала на электрон и нейтральную частицу меняется от 10^{-15} до 10^{-2} с [7]. Автоионизационные состояния определяют скорость прилипания электрона к молекулам с образованием стабильных отрицательных ионов. Через них происходит возбуждение вращательных, колебательных и электронных уровней молекул электронным ударом, упругое рассеяние электрона. Наличие таких состояний не только влияет на величину электронных сечений, но и может непосредственно сказываться на электронных коэффициентах переноса.

Наиболее изучено влияние этого эффекта на скорость дрейфа (подвижность) электронов, приводящее к появлению при высоких давлениях газа плотностных поправок [45—48]. Его происхождение можно понять, полагая, что во время своего дрейфа во внешнем электрическом поле электрон много раз захватывается молекулами с образованием неста-

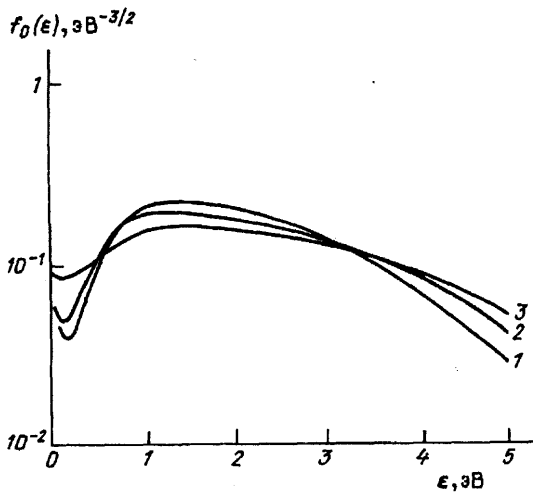

Рис. 9. Функция распределения электронов по энергиям в пучковой плазме в смеси Ar: CCl_4 = 1:0,001 в зависимости от плотности тока электронного пучка [41]. j_b (А/см^2) = 1 (*1*), 3 (*2*) и 10 (*3*)

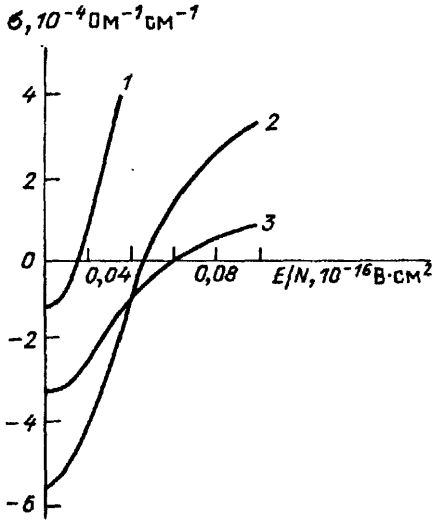

Рис. 10. Проводимость плазмы в смеси Ar : CCl_4 = 1 : 0,001 [41]. j_b(А/см^2)=1(*1*), 3(*2*) и 10(*3*)

билыюго иона и снова освобождается, т.е. времена образования и разрушения иона малы по сравнению с характерным временем дрейфа электрона на размере неоднородности системы или временем: гибели электрона в других объемных процессах. Тогда

$$\frac{p_e}{1-p_e}=\frac{n_e}{n_i},$$

где p_e — вероятность того, что электрон свободен, n_e и n_i — равновесные плотности электронов и отрицательных ионов. Поскольку подвижность иона мала, можно считать, что движение электрона осуществляется только в те интервалы времени, когда он свободен. Отношение эффективной подвижности электронов к подвижности электронов в свободном состоянии при этом равно [49]

$$\frac{\mu}{\mu_0}=p_e=\frac{1}{1+NF}, \tag{11}$$

где

$$F=\frac{g_i}{g_e g_m}\frac{\sqrt{2}\,\pi^2\hbar^3}{m^{3/2}}f(\varepsilon_i),$$

g_e, g_i и g_m — статистические веса электрона, иона и молекулы, $f(\varepsilon_i)$ — функция распределения электронов по энергиям при энергии автоионизационного состояния. Отношение μ/μ_0 имеет минимум при средней энергии электронов $\bar{\varepsilon}\sim\varepsilon_i$, причем эта плотностная поправка имеет порядок $\lambda^3 N$, где λ — электронная длина волны де Бройля. Другие плотностные поправки (связанные с непарностью процессов рассеяния и так далее) к подвижности определяются малым параметром $\lambda\sigma_m N$ [45—48]. Поскольку обычно $\lambda^2 \gg \sigma_m$, то влияние образования отрицательных ионов на подвижность электронов проявляется при меньших давлениях газа (если $\bar{\varepsilon}\sim\varepsilon_i$).

На рис. 11 приведены экспериментальные: данные [50] по подвижности электронов в NH_3. Наблюдаемое уменьшение подвижности с ростом p объясняется захватом электронов полярными молекулами NH_3 в нестабильные состояния. Аналогичные зависимости получались в измерениях с другими молекулярными газами [45—48], а также в расчетах [51].

Если измерений скорости дрейфа электронов в плотных газах достаточно много, то экспериментально диффузия электронов в этих средах почти не излучалась, а в области теории делаются лишь первые шаги. Диффузия электронов в газе в не слишком слабом электрическом поле является анизотропной. Казалось бы, тензор диффузии электронов при образовании нестабильных отрицательных ионов должен подчиняться соотношению, аналогичному (11):

$$\hat{D}=p_e\hat{D}_0,$$

где $\hat{D}$ — это эффективный тензор диффузии, $\hat{D}_0$ — тензор диффузии свободных электронов. Однако,

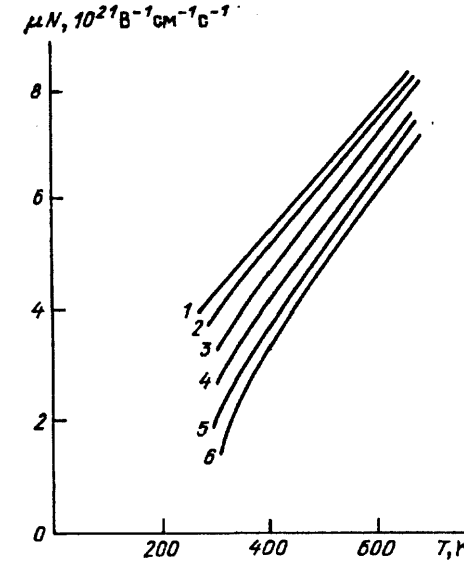

Рис. 11. Подвижность тепловых электронов в NH_3 в зависимости от плотности газа [50]. *1* — $N\to$ O, $(N\,\text{см}^{-3}) = 4{,}86\cdot10^{19}$ (*2*), 9,72 (*3*), 14,6 (*4*), 19,4 (*5*) и 24,3 (*6*)

как было показано в [52], ситуация здесь более сложная. Диффузионный поток в этом случае равен

$$\vec{\Gamma}_D=-p_e\hat{D}_0\nabla n_e-D^*(\mathbf{e}\nabla n)\mathbf{e}, \tag{12}$$

где

$$\mathbf{e}=\frac{\mathbf{E}}{E},$$

$$D^*=\frac{\nu_a\nu_d}{(\nu_a+\nu_d)^3}(w_e-w_d)^2, \tag{13}$$

ν_a и ν_d — частоты образования и разрушения нестабильных ионов, w_e и w_i — скорости дрейфа электронов и ионов. Таким образом, захват электронов в автоионизационное состояние отрицательного иона приводит не только к уменьшению электронной диффузии по аналогии с дрейфом, но и к появлению нового эффекта — перенормировке коэффициента диффузии электронов вдоль электрического поля. Если автоионизационных состояний много, то в формуле (13) необходимо провести суммирование по всем таким состояниям.

Обычно анизотропия электронной диффузии вызвана неравновесностью энергетического распределения электронов [26,27]. Она исчезает при максвелловской функции распределения или если транспортная частота рассеяния электронов ν_m не зависит от их энергии. Анизотропия, вызванная захватом электронов в автоионизационное состояние, не пропадает и в этих случаях. Величина D^* всегда положительна, в то время как перенормировка из-за неравновесности энергетического распределения электронов может менять знак.

Физически появление дополнительной диффузии объясняется следующим образом. Пусть имеется сгусток электронов, который дрейфует в газе во внеш-

нем электрическом поле, причем за время движения электроны много раз захватываются молекулами и освобождаются. Тогда свободные электроны будут опережать основной сгусток, а временно связанные — отставать от него. Оба процесса растягивают сгусток, приводя к его расплыванию в направлении дрейфа. При этом, если обычный коэффициент диффузии $D \sim v^2/\nu_m$ (v — тепловая скорость электронов), то для D^* вместо величины ν фигурирует величина $(w_e - w_i)$, а частота ν_m заменяется на частоту, характеризующую образование и разрушение автоионизационного состояния иона. Все это подтверждает формула (13).

Рассматриваемый механизм аналогичен диффузии электронов в полупроводниках, связанной с переходом электронов между энергетическими долинами с изменением их подвижности [53]. Авторами работы [53] формула типа (13) получена с помощью формализма корреляционных функций флуктуаций тока. Там же приведены условия применимости данного подхода для времени дрейфа t

$$t \gg \nu_a^{-1},\ \nu_d^{-1}$$

и для расстояния x от центра сгустка электронов

$$x \ll w_e t \frac{\nu_a}{\nu_a + \nu_d},\ w_e t \frac{\nu_d}{\nu_a + \nu_d}.$$

Обычно коэффициент диффузии обратно пропорционален плотности нейтральных частиц N. Зависимость $D^*(N)$ более сложная. Действительно,

$$\nu_a = k_a N,\ \nu_d = \tau_i^{-1} + k_d N,$$

где k_a и k_d — константы скорости образования и разрушения отрицательных ионов, τ_i — время жизни нестабильных ионов. При $k_a N \tau_i \ll 1$, $k_d N \tau_i \ll 1$

$$D^* = k_a N \tau_i^2 (w_e - w_i)^2,$$

в обратном предельном случае $k_a N \tau_i \gg 1$, $k_d N \tau_i \gg 1$

$$D^* = \frac{k_a k_d}{(k_a + k_d)^3 N} (w_e - w_i)^2.$$

Таким образом, с увеличением давления газа при фиксированной средней энергии электронов величина D^* сначала растет, потом проходит через максимум и при больших N имеет ту же асимптотику, что и обычный коэффициент диффузии.

Оценки [52] показывают, что рассматриваемый эффект может заметным образом повлиять на продольную диффузию электронов в практически интересном случае газового разряда в воздухе с малыми примесями. Определить величину D^* можно, измеряя коэффициент диффузии электронов вдоль электрического поля при различных давлениях газа.

3.4. Дрейфовые скачки и расслоение плазмы с током. В слабоионизованной плазме в газе высокого давления диффузией электронов (амбиполярная диффузия) можно пренебречь, если речь идет о масштабах неоднородностей, превышающих диффузионный масштаб. В качестве первого приближения можно опустить в уравнениях переноса диффузионные члены.

Остановимся вначале на продольной структуре разряда. В этом случае условия квазинейтральности плазмы и непрерывности тока являются по существу алгебраическими соотношениями, связывающими между собой концентрации заряженных частиц и поле в плазме. Используя эти связи, в простейшем случае двухкомпонентной плазмы уравнение непрерывности потока ионов можно свести к виду [54]

$$\frac{\partial n}{\partial t} + V(n)\frac{\partial n}{\partial x} = Z - R, \tag{14}$$

где n — плотность плазмы, Z, R — источники и стоки заряженных частиц, $V(n)$ — эффективная скорость, определяемая зависимостью отношения подвижностей μ_e/μ_i от электрического поля, называемая скоростью амбиполярного дрейфа. Зависимость скорости амбиполярного дрейфа от плотности плазмы в отсутствие источников и стоков приводит к переносу возмущений профиля с его искажением. В частности, если $V(n)$ растущая функция, то происходит укручение растущего профиля (аналогично волнам Римана в газодинамике) вплоть до образования скачка, аналогичного ударной газодинамической волне. Если $V(n)$ убывает с ростом n, скачок может возникнуть на заднем падающем участке нелинейной волны. Скачки могут быть как неподвижными, так и движущимися. Неоднородное распределение источников или краевые условия могут вызывать стационарное неоднородное распределение плотности плазмы, профиль которого существенно определяется величиной скорости амбиполярного дрейфа, а также видом правой части уравнения (14). Устойчивость возникшего скачка к продольным возмущениям определяется так называемым условием эволюционности (подробнее см. [54]).

Следует подчеркнуть, что решения в виде скачков получаются именно в дрейфовом приближении, когда пренебрежено процессами диффузии, а также нарушением квазинейтральности. Заметим в связи с этим, что эти скачки естественно было бы назвать дрейфовыми. В действительности, конечно, скачки имеют конечную ширину и некоторый профиль, определяемый в зависимости от условий либо нарушением квазинейтральности, либо диффузией.

Появление отрицательных ионов в электроотрицательном газе может очень существенно повлиять на условия возникновения скачков, их структуру и устойчивость. В дрейфовом приближении для квазинейтральной плазмы увеличение числа ионных ком-

понент усложняет кинетику заряженных частиц. Как правило, скорости реакций заряженных частиц для различных процессов отличаются довольно сильно, что приводит к необходимости их классификации на быстрые и медленные. Типичные для газовых разрядов соотношения таковы, что максимальной скоростью обладают процессы прилипания, разрушение отрицательных ионов, в некоторых случаях их конверсия. Значительно медленнее оказываются процессы ионизации и рекомбинации. Различие во временных и пространственных масштабах позволяет рассматривать влияние этих процессов на структуру неоднородностей плазмы с током раздельно. При описании быстрых процессов можно полагать, например, концентрацию положительных ионов постоянной. При описании медленных процессов можно считать квазистационарным соотношение концентраций отрицательных ионов и электронов. Использование квазистационарного приближения позволяет свести исходную задачу об эволюции нескольких ионных потоков к задаче об одном потоке положительных ионов (в случае, когда можно ограничиться одним сортом положительных ионов), т.е. опять же к уравнению вида (14). При этом эффективная скорость дрейфа может оказаться достаточно сложной функцией n.

Вообще говоря, вероятность возникновения скачков при этом возрастает. Однако далеко не всегда описанная процедура может быть применена. Наличие спектра характерных времен приводит к спектру соответствующих длин установления различных концентраций, либо связей между ними. Возможность сведения системы дрейфовых уравнений к одному типу (14) означает в действительности, что в описанной выше картине считается равной нулю не только диффузионная длина и длина экранировки, но и длина установления определенной связи между концентрациями электронов и отрицательных

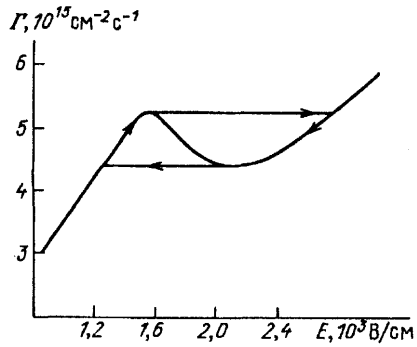

Рис. 12. Расчетная зависимость амбиполярного потока плазмы от напряженности поля в несамостоятельном разряде в смеси H_2:Ar = 1:9 при p = 2,5 атм, плотности тока пучка j_b = 150 мкА/см^2 и плотности разрядного тока j_d = 0,9 А/см^2 [55]

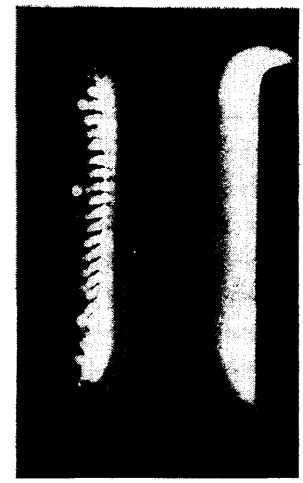

Рис. 13. Фотография разряда в смеси H_2: Ar = 1:9 при p=1атм, j_b = 14 мкА/см^2, j_d = 0,2 А/см^2 и напряжении 4 кВ на промежутке длиной 3 см (установка, аналогичная [55])

ионов. Учет конечности этой длины (при условии, что она больше диффузионной и длины экранировки) может привести к появлению вблизи скачка релаксационных зон [54], аналогичных релаксационной зоне за фронтом ударной волны. Структура таких зон на ряде примеров изучена в [54].

Если ввести амбиполярный поток плазмы $\Gamma(n) = \int V(n)\,dn$, то, очевидно, что стационарный скачок может появиться, коща зависимость $\Gamma(n)$ (и $\Gamma(E)$) немонотонна (рис. 12). Только в этом случае поток может быть непрерывен на скачке. В работе [55] указано, что если поток $\Gamma(E)$ имеет вид, изображенный на рис. 12, то допустимо стационарное периодическое решение дрейфовых уравнений, соответствующее замкнутой кривой на рис. 12. Следует отметить, что для осуществления решения такого типа правая часть уравнения вида (14) должна менять знак как функция n (в работе [55] уравнение (14) выведено для электрического поля, что не меняет принципиально ситуацию). В этой же работе сообщается об экспериментальном наблюдении неподвижных слоев в несамостоятельном разряде в смеси Ar: $H_2(D_2)$ (рис. 13). Соответствующая немонотонная зависимость ионного потока объясняется сложной кинетикой процессов диссоциативного прилипания к колебательно возбужденным молекулам и разрушения ионов H^- при столкновении с колебательно возбужденными молекулами.

Популярная и простая теория столкновительного положительного столба тлеющего *разряда,* построенная Шотки, справедлива лишь для плазмы электроположительных газов. В электроотрицательных газах не представляет труда написать основные уравнения, описывающие радиальный перенос поло-

жителыших, отрицательных ионов и электронов. Однако их математическая структура весьма сложна и возникает большое количество независимых параметров. Первоначально простота теории Шотки привлекала исследователей, и основные усилия были направлены на получение решений такого же типа с введением эффективного амбиполярного коэффициента диффузии. Однако тщательные эксперименты [56,57] и детальная теория [58] показали, что наличие отрицательных ионов при достаточно типичных условиях приводит к качественно новому эффекту: фактическому расслоению плазмы по радиусу. Отрицательные ионы в условиях, когда их диффузия не существенна, скапливаются в центральной части, в которой концентрация электронов мала, радиальное поле мало и определяется ионной температурой. Внешняя часть радиального распределения плазмы представляет собой плазму электронов и положительных ионов. Концентрация отрицательных ионов мала, их поток направлен к центру трубки. Эта картина была получена также в нескольких расчетных работах [59—61].

4. Неустойчивости и волны в столкновительной плазме. Одной из центральных проблем физики плазмы является вопрос о ее устойчивости. Появление в плазме наряду с электронами тяжелых отрицательно заряженных частиц существенно сказывается и в этом вопросе. Прежде всего меняются свойства известных типов волн и неустойчивостей. Такие изменения зафиксированы, например, при развитии доменной [62] и перегревной [63] неустойчивостей несамостоятельного газового разряда постоянного тока, а также ионизационно-полевой [64] неустойчивости плазмы высокочастотного разряда. Наряду с этим появление отрицательных ионов приводит к расширению спектра возможных колебаний плазмы. Последнему вопросу и будет уделено основное внимание в дальнейшем.

Сам характер влияния отрицательных ионов зависит от плотности частиц. Если при высоких давлениях (> 1 торр) наиболее важными являются элементарные процессы с их участием, то при малых давлениях они уходят на второй план.

4.1. Прилипательная неустойчивость. Типичным представителем плазмы высокого давления является плазма в положительном столбе тлеющего разряда, где электроны рождаются при ионизации атомов и молекул электронным ударом, а гибнут в результате электрон-ионной рекомбинации или прилипания к нейтральным частицам. На временах, обратных этим частотам, плотность газа не успевает изменяться, а возмущения плазмы, как правило, затухают [65].

Исключением является случай, когда имеется интенсивный канал рождения электронов, слабо зависящий от приведенного электрического поля E/N (N — плотность газа), определяющего среднюю энергию электронов. Этим каналом может быть ионизация внешним источником в несамостоятельном разряде или отрыв электронов от отрицательных ионов при столкновении с радикалами и возбужденными частицами (процессы» обратные (1) и (2)). В этом случае при наличии растущей зависимости скорости прилипания от средней энергии электронов должна наблюдаться неустойчивость. Действительно, увеличение плотности электронов n_e при распространении возмущений вдоль электрического поля из-за непрерывности электрического тока приводит к падению величины поля. Последнее уменьшает скорость и ионизации, и прилипания. Но суммарное рождение электронов при этом слабо меняется. Уменьшение же прилипания вызывает дальнейший рост плотности электронов и цепочка причинных связей

$$n_e\uparrow \rightarrow E\downarrow \rightarrow k_a\downarrow \rightarrow n_e\uparrow$$

замыкается.

Описанная неустойчивость носит название прилипательной и приводит к тому, что в разряде повышенного давления между электродами движутся домены — одиночные плазменные образования с резко повышенным полем и уменьшенной плотностью электронов (или наоборот). Это явление проявляется прежде всего в виде колебаний тока разряда и напряжения на электродах.

По общей классификации нелинейной физики [66,67] плазменные слои поперек тока называются автосолитонами. В литературе по газовому разряду такие автосолитоны называют стратами или доменами. Есть достаточно веские причины для того, чтобы пользоваться обоими названиями. Можно предложить простое формальное определение типа плазменного слоя, основанное на линейной теории устойчивости однородного состояния, на фоне которого развиваются автосолитоны. Зависимость инкремента неустойчивости Г от волнового числа q может иметь вид, изображенный на рис. 14. В первом случае однородное состояние наиболее неустойчиво по отношению к длинноволновым возмущениям, тогда как во втором максимальным инкрементом обладают волны с некоторым ненулевым q, определяющим в дальнейшем период развивающейся структуры. Исторически сначала были исследованы структуры второго типа, которые и были названы стратами [68]. В случае, изображенном на рис. 14,*а*, развитие автосолитонов имеет более сложный характер и при-

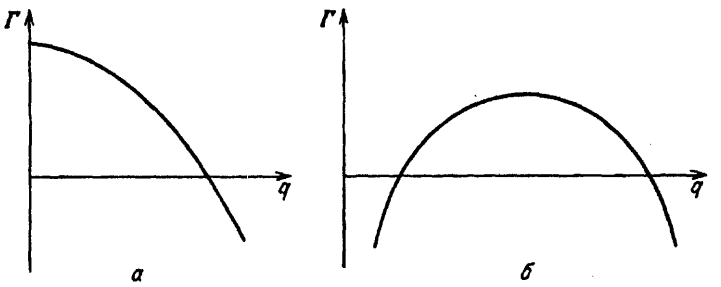

Рис. 14. Возможные зависимости инкремента неустойчивости от волнового числа

водит, как правило, к уединенному солитону, названному в [69] доменом по аналогии с солитонами в полупроводниковой плазме [70].

Прилипательная неустойчивость в настоящее время подробно исследована как экспериментально, так и теоретически [62,65,71—76]. При горении самостоятельного и несамостоятельного разрядов в газовых смесях, содержащих молекулы O_2, CO_2, H_2O, HCl, наблюдались колебания потенциала плазмы, изучалось образование и движение доменов с помощью съемки электронно-оптическим преобразователем в кадровом и линейном режимах, фотоумножителем регистрировалась модуляция свечения разряда. Домены зарождались как на электродах, так и в объеме. На фотографиях домен наблюдался в виде яркого плоского слоя переменной толщины, занимающего при отсутствии потока газа почти все сечение разряда. Типичная осциллограмма тока и покадровая развертка свечения разряда в смеси O_2:Ar приведены на рис. 15 [77].

По-своему проявлялась прилипательная неустойчивость в СВЧ-разряде. Она приводила к автоколебаниям светимости плазмы и амплитуды высокочастотного поля, поддерживающего свободно локализованный разряд в открытом резонаторе [78,79].

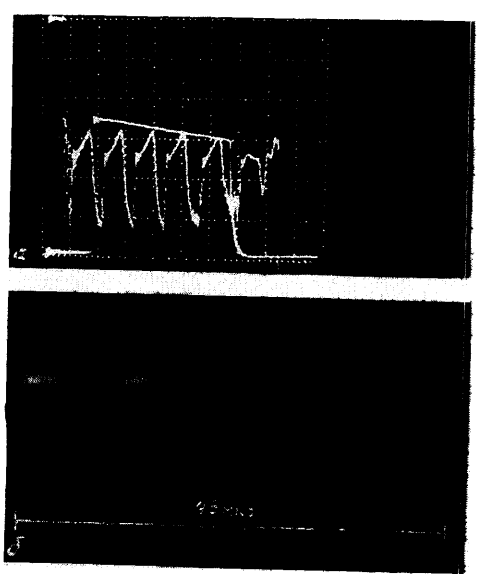

Рис. 15. Прилипательная неустойчивость в плазме несамостоятельного разряда в смеси O_2:Ar = 2:98 при p = 1 атм, j_b = 430 мкА/см^2, напряжении на промежутке 2,5 см 2 кВ и j_d = 0,022 А/см^2 [77]. *а* — Осциллограмма тока, шкала развертки 10 мкс/дел. *б* — Фоторазвертка

Большинство теоретических работ посвящено изучению неустойчивости в рамках линейного подхода, который позволяет находить хорошо согласующийся с экспериментом порог ее развития и дает верные по порядку величины характеристики движения домена. Нелинейный подход для конкретных газов относительно трудоемок. Он используется сравнительно редко и не позволяет получить количественного согласия теории с экспериментом из-за сложной кинетики заряженных частиц и недостатка данных по скоростям элементарных процессов. Качественные же закономерности развития прилипательной неустойчивости в настоящее время ясны и могут быть описаны в рамках линейного подхода.

Исследование линейной стадии развития неустойчивости в большинстве работ основано на уравнении баланса электронной энергии. В слабоионизованной плазме с неравновесным энергетическим распределением электронов, типичной для рассматриваемых условий, это уравнение не входит в систему гидродинамических уравнений для электронов [27,73,74]. Последовательное описание развития прилипательной неустойчивости приводит к заметному изменению ее характеристик [77,80,81]. Оно основано на следующей системе уравнений, включающей уравнения баланса плотности отрицательных (n_n) и положительных (n_p) ионов, уравнение сохранения электрического тока j и электродинамических уравнений [77,80,81]

$$\begin{aligned}
&\frac{dn_n}{dt} = \tilde{k}_a N n_e - \nu_d n_n - \beta_{ii} n_p n_n,\\
&\frac{dn_p}{dt} = \nu_i n_e - \beta_{ei} n_p n_e - \beta_{ii} n_p n_n,\\
&\operatorname{div}(n_e \tilde{\mathbf{w}}_e + n_p \mathbf{w}_p + n_n \mathbf{w}_n) = 0,\\
&\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi e(n_p - n_e - n_n),\\
&\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0,
\end{aligned} \tag{15}$$

где ν_i и ν_d — частоты ионизации и отрыва электрона от отрицательного иона, β_{ii} и β_{ei} — коэффициенты ион-ионной и электрон-ионной рекомбинации, w_p и w_n — скорости дрейфа положительных и отрицательных ионов, $\tilde{k}_a$ и $\tilde{w}_e$ — константа скорости прилипания и скорость направленного движения электронов в плазме с учетом неоднородности n_e и E, вызванной развитием прилипательной неустойчивости.

Описание неустойчивости особенно наглядно в практически интересном случае, когда выполняются следующие три условия: скорость образования отрицательных ионов и обратного процесса значительно больше скоростей ионизации и рекомбинации заряженных частиц, ионным дрейфом в уравнениях (15) можно пренебречь и ν_d = const. Последнее следует из относительно медленной наработки в разряде активных частиц, способных разрушать отрицательные ионы [62]. Тогда исследование устойчивости плазмы в линейном приближении дает выражения для инкремента ее развития и скорости распространения линейных длинноволновых возмущений [77.80.81]:

$$\Gamma = \nu_a \frac{\hat{k}_a}{\hat{w}} - \nu_a - \nu_d,$$
$$v = \nu_a \left[\frac{\hat{k}_a - \hat{w}}{\hat{w}^2} w\tau_M + \right.$$
$$\left. + \frac{\hat{k}_a}{w\hat{w}} \left(D_L - \frac{D_E}{\hat{w}} \right) + k_L - \frac{k_E}{\hat{w}} \right], \tag{16}$$

где

$$\hat{\varphi} = \frac{\partial \ln \varphi}{\partial \ln (E/N)}, \quad \tau_M = \frac{1}{4\pi\sigma}$$

(σ — электропроводность плазмы) — максвелловское время релаксации объемного заряда, $\nu_a = k_a N$ — частота прилипания, w — скорость дрейфа электронов, D_L — их коэффициент продольной диффузии, D_E — коэффициент, описывающий перенос электронов из-за градиента параметра E/N вдоль электрического поля. Коэффициенты k_L и k_E описывают изменение константы скорости прилипания, вызванное нелокальностью энергетического распределения электронов при наличии градиентов n_e и E/N.

Величины k_L и k_E определяются соотношениями

$$k_L = \frac{1}{k_a} \left(\frac{2}{m} \right)^{1/2} \int_0^\infty \sigma_a(\varepsilon) \varepsilon f_L(\varepsilon)\, d\varepsilon,$$

$$k_E = \frac{1}{k_a} \left(\frac{2}{m} \right)^{1/2} \int_0^\infty \sigma_a(\varepsilon) \varepsilon f_E(\varepsilon)\, d\varepsilon,$$

где ε — энергия электронов, σ_a — сечение прилипания, f_L и f_E — коэффициенты в разложении симметричной части функции распределения электронов $f_0(\varepsilon)$ в ряд по градиентам параметров плазмы:

$$f_0(\varepsilon, x) = f_{00}(\varepsilon) + f_L(\varepsilon) \frac{\partial \ln n_e}{\partial x} +$$
$$+ f_E(\varepsilon) \frac{\partial \ln (E/N)}{\partial x} + \ldots,$$

$f_{00}(\varepsilon)$ — функция распределения в однородной плазме. Здесь предполагается малая анизотропия функции распределения (двухчленное приближение [26]) и слабая неоднородность плазмы: $\lambda_u \ll L$, где λ_u — длина релаксации электронной энергии, L — характерный параметр неоднородности плазмы. Уравнения для функций $f_L(\varepsilon)$ и $f_E(\varepsilon)$ приведены в [80, 82].

Из-за высокого энергетического порога диссоциативного прилипания при не слишком высоких E/N $\hat{k}_a \gg 1$, а $\hat{w} \sim 1$. Поэтому $\Gamma \sim \nu_a \hat{k}_a$ и неустойчивость существует в ограниченной области E/N. Нижнее значение обусловлено уменьшением $\nu_a \hat{k}_a$ по сравнению с ν_d, верхнее — усилением самостоятельной ионизации, оказывающей стабилизирующее действие.

Первый член в выражении (16) для v описывает перенос возмущений в плазме из-за релаксации электрического заряда и имеет порядок $\hat{k}_a w \tau_M \nu_a$. Второй и третий члены связаны с распространением возмущений из-за нелокальности функции $f_0(\varepsilon)$ и электроняых кинетических коэффициентов. Их порядок равен $\hat{k}_a \nu_a \lambda_u$. Важность того или иного члена определяется параметром

$$\nu_u \tau_M = \frac{E^2}{4\pi n_e \varepsilon_k}$$

(ε_k —характеристическая энергия электронов), равным отношению давления электрического поля к давлению электронов. При $\nu_u \tau_M \gg 1$ домены движутся от катода к аноду, в обратном предельном случае $\nu_u \tau_M \ll 1$ в зависимости от сорта газа домены могут бежать и в обратном направлении. Например, для этих условий в несамостоятельном разряде в смеси O_2: Не наблюдались медленные домены со скоростью значительно меньшей $\hat{k}_a \nu_a \lambda_u$ [83]. Когда их скорость приближалась к скорости звука, то происходило заметное уменьшение толщины светящегося слоя при движении от одного электрода к другому. Последнее может быть вызвано излучением доменом звуковых волн.

Следует заметить, что прилипательная неустойчивость в газовой плазме во многом аналогична рекомбинационной неустойчивости в полупроводниковой плазме [70, 84], для которой также построена как линейная теория, так и теория нелинейной стадии. В частности, показано наличие решений типа уединенной волны.

4.2. Прилипательно-колебательная неустойчивость. Как отмечалось в разделе 2, скорость прилипания электрона к молекуле может

резко увеличиваться с ростом не только параметра E/N, но и степени колебательного возбуждения молекул. Последнее также может приводить к неустойчивости плазмы, которую следует назвать прилипательно-колебательной [85, 86].

Эта неустойчивость развивается следующим образом. Увеличение газовой температуры T из-за VT-релаксации приводит к падению колебательной температуры молекул T_V а следовательно, и константы скорости прилипания k_a. Как и в случае прилипательной неустойчивости, это может привести к росту n_e. Из-за джоулева нагрева возмущения T продолжают расти, и цепочка замыкается:

$$T\uparrow \to T_V\downarrow \to k_a\downarrow \to n_e\uparrow \to T\uparrow.$$

Прилипательно-колебательная неустойчивость может быть описана на основе уравнений баланса поступательной энергии газа и запаса колебательных квантов (на одну молекулу) ε_V [62]:

$$\frac{N}{\gamma-1}\frac{\partial T}{\partial t} - T\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{N\varepsilon_V\hbar\omega}{\tau_{VT}} + \operatorname{div}(\varkappa\nabla T), \tag{17}$$

$$\frac{\partial\varepsilon_V}{\partial t} = \frac{\eta_V jE}{N\hbar\omega} - \frac{\varepsilon_V}{\tau_{VT}}, \tag{18}$$

где γ — показатель адиабаты, $\hbar\omega$ — колебательный квант, τ_{VT} — время VT-релаксации, $\varkappa$ — коэффициент теплопроводности, η_V — доля электронной энергии, идущей в колебательные степени свободы молекул.

Линейный анализ системы уравнений (17), (18) в случае, когда можно ввести эффективную скорость тегоюотвода $\varkappa(T-T_0)/l^2$ (T_0 — температура стенки, l — характерный размер по отношению к теплоотводу), дает для инкремента развития возмущений с волновым вектором, перпендикулярным электрическому полю, следующее выражение

$$\Gamma\tau_{VT} = -\frac{b}{2} \pm \left(\frac{b^2}{4} - c\right)^{1/2}, \tag{19}$$

где

$$b = \frac{\gamma-1}{\gamma}\frac{\varepsilon_V\hbar\omega}{T}\left(\hat\tau_{VT} + 1 + \frac{T}{T-T_0}\right) - \frac{\gamma}{\gamma-1}\eta_V\nu_{Tp}\tau_{VT}\frac{T}{\varepsilon_V\hbar\omega}\frac{\partial\ln n_e}{\partial\ln\varepsilon_V} - \hat{\hat\tau}_{VT},$$

$$c = (\hat{\hat\tau}_{VT} - 1)\left[\frac{\gamma}{\gamma-1}\eta_V\nu_{Tp}\tau_{VT}\times\left(\frac{\partial\ln n_e}{\partial\ln T} + \hat w + 1\right) + \hat\tau_{VT}\frac{\varepsilon_V\hbar\omega}{T}\right] - \left(\hat\tau_{VT} + 1 + \frac{T}{T-T_0}\right)\times\left[\frac{\gamma}{\gamma-1} - \eta_V\nu_{Tp}\tau_{VT}\frac{\partial\ln n_e}{\partial\ln\varepsilon_V} + \frac{\varepsilon_V\hbar\omega}{T}\hat{\hat\tau}_{VT}\right],$$

$$\hat\tau_{VT} = \frac{\partial\ln\tau_{VT}}{\partial\ln T},\quad \hat{\hat\tau}_{VT} = \frac{\partial\ln\tau_{VT}}{\partial\ln\varepsilon_V},$$

$$\hat w = \frac{\partial\ln w}{\partial\ln(E/N)},\quad \nu_{Tp} = \frac{\gamma-1}{\gamma}\frac{jE}{p}.$$

При выводе выражения (19) давление газа полагалось постоянным, поскольку время распространения звуковой волны в системе мало по сравнению с временем развития неустойчивости.

Согласно (19) неустойчивость развивается при $c < 0$. Это неравенство может быть выполнено из-за резких отрицательных зависимостей $\tau_{VT}(T)$ и $n_e(\varepsilon_V)$. При этом величина Г имеет порядок

$$\Gamma \sim \left(\frac{|\hat\tau_{VT}|\hat{\hat k}_a\nu_{Tp}}{\tau_{VT}}\right)^{1/2},$$

где

$$\hat{\hat k}_a = \frac{\partial\ln k_a}{\partial\ln T_v} \sim \frac{\partial\ln k_a}{\partial\ln\varepsilon_V}.$$

В зависимости от конкретных условий рассматриваемая неустойчивость может развиваться при различных ориентациях волнового вектора возмущений.

Вопрос об экспериментальном наблюдении этого типа неустойчивости остается открытым. Это связано отчасти с возможностью развития в рассматриваемых условиях и других неустойчивостей, что затрудняет интерпретацию экспериментальных данных.

Следует заметить, что если колебательная релаксация слабо влияет на температуру газа (например, молекулярный газ — малая примесь), то зависимость скорости прилипания электронов от T_v может приводить при установлении стационарного состояния плазмы к осцилляциям электрического тока и других параметров среды [11, 161].

4.3. Генерация и усиление звука. Явление усиления звуковых волн (акустическая неустойчивость) в плазме газового разряда неоднократно наблюдалось в виде самопроизвольного развития акустических колебаний в таких средах [68, 87]. Имеются также измерения коэффициента усиления искусственно созданных звуковых волн в положительном столбе тлеющего разряда [88—90], Объяснение этого эффекта (см., например, [91]) по своей сути восходит к работам Рэлея [92]. Согласно этим работам универсальный механизм усиления звука в газоразрядной плазме имеет тепловую природу и связан с объемным тепловыделением, зависящим от плотности частиц.

Систему гидродинамических уравнений для описания слабоионизованного газа с джоулевым тепловыделением $Q = jE$ (j — плотность электрического

тока) можно написать в виде [62]

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \operatorname{div}(N\mathbf{V}) = 0,$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V}\nabla)\mathbf{V} = -\frac{1}{NM}\nabla p, \tag{20}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{p}{\gamma-1} + N\frac{MV^2}{2}\right) + \operatorname{div}\left[\mathbf{V}\left(\frac{\gamma}{\gamma-1}p + N\frac{MV^2}{2}\right)\right] = Q + \operatorname{div}(\varkappa\nabla T),$$

где T и V — температура и направленная скорость газа, $p = NT$, M—масса молекул. (Диссипативными процессами, за исключением теплоотвода на стенку, при достаточно высоких давлениях газа можно пренебречь.) Из (20) следует выражение для инкремента усиления звуковых волн (без учета стабилизирующего действия теплоотвода)

$$\Gamma = \frac{\nu_{\mathrm{Tp}}}{2}\operatorname{Re}\frac{\partial \ln(jE)}{\partial \ln N}, \tag{21}$$

где

$$\nu_{\mathrm{Tp}} = \frac{\gamma-1}{\gamma}\frac{jE}{p} —$$

характерная частота нагрева газа при постоянном давлении. Вдоль электрического тока

$$j = \mathrm{const},\ \frac{\partial \ln E}{\partial \ln N} \gtrsim 1$$

инаблюдается усиление звука из-за увеличения теплоподвода с ростом N. В перпендикулярном направлении из-за потенциальности электрического поля

$$E = \mathrm{const},\ \frac{\partial \ln j}{\partial \ln N} < 0.$$

Поэтому здесь звук затухает.

Ситуация меняется в электроотрицательном газе при наличии прилипания электронов, скорость которого быстро увеличивается с ростом E/N. Тогда увеличение N приводит к падению E/N и $k_a(E/N)$. Последнее, как и в случае прилипательной неустойчивости, в несамостоятельном разряде или при наличии сильного разрушения отрицательных ионов приводит к увеличению n_e, а следовательно, и объемного тепловыделения Q:

$$N\uparrow \to E/N\downarrow \to k_a\downarrow \to n_e\uparrow \to Q\uparrow.$$

Таким образом, прилипание электронов к молекулам может вызвать усиление звуковых волн в направлении, перпендикулярном электрическому полю [93].

Это явление наблюдалось экспериментально при распространении слабой ударной волны (число Маха Ma = 1,001—1,1) в плазме несамостоятельного газового разряда в CO_2, контролируемого электронным пучком [94]. Усиление волны, движущейся в поперечном полю направлении, наблюдалось в области значений E/N, где скорость диссоциативного прилипания

$$e + CO_2 \to O^- + CO$$

является резко растущей функцией от E/N. Численное моделирование [94] явления усиления ударной волны на основе уравнений одномерной газодинамики подтвердило результаты эксперимента.

В [95] предложен новый механизм усиления звуковых волн в плазме несамостоятельного газового разряда, вызванный трением между электронами и нейтральными частицами. Он основан на исследовании системы уравнений

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \operatorname{div}(N\mathbf{V}) = 0,$$

$$N\,\mathrm{Ma}\frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\nabla(p + p_e) + e\mathbf{E}(n_e - n_p),$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \operatorname{div}[n_p(\mathbf{v}_p + \mathbf{V})] = q_0 N - \beta n_e n_p, \tag{22}$$

$$\operatorname{div}\mathbf{j} = 0,$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = 0,$$

$$\operatorname{div}\mathbf{E} = 4\pi e(n_p - n_e),$$

где p_e — давление электронов, $\mathbf{v}_p$ — скорость дрейфа ионов, $q_0 N$ — скорость образования электрон-ионных пар в единице объема в единицу времени, β — коэффициент электрон-ионной рекомбинации. В [95] было пренебрежено членом $\operatorname{div}(n_p\mathbf{V})$ в третьем уравнении (22), что привело к ошибочному заключению о возможности усиления звуковых волн в направлении, перпендикулярном электрическому полю [160]. Анализ этой системы с учетом приведенного члена свидетельствует о затухании звука в этом случае.

И здесь ситуация меняется, если основным каналом гибели электронов становится прилипание электронов к молекудам, растущее с увеличением параметра E/N. Действительно, анализ (22) при замене в третьем уравнении члена $\beta n_e n_p$ на $k_a n_e N$ дает в результате инкремент $\Gamma > 0$. Он имеет наибольшую величину $\Gamma/\Omega \sim \hat{k}_a p_e/p$ $(\hat{k}_a = \partial \ln k_a/\partial \ln(E/N))$ на частотах $\Omega \sim \nu_a$. Раскачка звуковых колебаний в направлении, перпендикулярном электрическому полю, происходит следующим образом. Рост плотности нейтральных частиц N вызывает (из-за постоянства E) уменьшение параметра E/N и скорости прилипания, а следовательно, увеличение n_e. Последнее приводит к росту p_e. Из-за трения между электронами и нейтральными частицами меняется скорость газа V, а вместе с ней из-за непрерывности среды — и N. На частотах $\Omega \sim \nu_a$ колебания N и n_e сдвинуты по фазе на величину ~ 1, что и приводит к усилению звука. Вопрос об экспериментальной проверке этого механизма усиления звуковых волн остается открытым.

Авторами работы [96] указано на возможность развития в плазме несамостоятельного разряда аку-

стической неустойчивости, вызванной резонансным взаимодействием с прилипательной неустойчивостью. Последней и должен определяться большой инкремент усиления звуковых возмущений. Однако в рассматриваемом случае, хотя возмущения гадродинамических параметров и быстро растут, но они все же остаются малыми по величине из-за сильного различия в скоростях распространения возмущений в акустической и прилипательной неустойчивостях. Ситуация изменяется, только если эти скорости близки. Тогда при своем движении от одного электрода к другому прилипательные домены ослабляются, раскачивая звуковые волны [83].

4.4. Перегревно-ионизационная неустойчивость. Одним из наиболее универсальных механизмов неустойчивости, переводящей объемное протекание тока в дуговой режим горения разряда, является разогрев газа. При ее развитии важную роль играют процессы образования и гибели заряженных частиц. Поэтому она носит название ионизационно-перегревной.

Среди различных факторов, способствующих ее развитию, важную роль в электроотрицательных газах играют процессы разрушения отрицательных ионов на активных частицах, накапливаемых в разряде [62, 75]. К этим частицам могут быть отнесены колебательно и электронно возбужденные молекулы, атомы и радикалы (см. раздел 2). При столкновении с ними происходит эффективный отрыв электрона от отрицательного иона.

Рассмотрим этот эффект на примере несамостоятельного газового разряда, в котором под действием внешнего ионизатора в единицу времени в единице объема рождается q электрон-ионных пар, а гибнут электроны в результате прилипания к молекулам с частотой ν_a. Пока концентрация активных частиц n_d мала, концентрация электронов равна $n_{e0} = q/\nu_a$. Полагая скорость образования активных частиц равной $k_g n_e$, получаем уравнение для n_d

$$\frac{\partial n_d}{\partial t} = k_g N n_e - \frac{n_d}{\tau_d} - \nu_d n_n, \tag{23}$$

где τ_d — эффективное время жизни активных частиц. Характерное время установления концентрации заряженных частиц обычно много меньше времени образования активных частиц. В этом приближении

$$n_n = \left(\frac{q}{\beta}\right)^{1/2}, \qquad n_e = \frac{q}{\nu_a} + \left(\frac{q}{\beta}\right)^{1/2}\frac{\nu_d}{\nu_a}, \tag{24}$$

где β — коэффициент ион-ионной рекомбинации.

Следует заметить, что при $k_g N > \nu_a$ (обычно это соотношение выполняется) существует критическая скорость внешней ионизации

$$q_{кр} = \beta(k_g N/\nu_a - 1)^2 k_g^{-2}\tau_d^{-2},$$

при приближении к которой стационарная концентрация отрицательных ионов резко уменьшается.

Константа скорости k_g и частота ν_a экспоненциально резко зависят от параметра E/N, меняющегося при расширении в процессе нагрева. Для них можно использовать следующие аппроксимации

$$k_g = k_{g0}\exp(A\theta), \quad \nu_a = \nu_{a0}\exp(B\theta), \tag{25}$$

где $\theta = \Delta T/T$, A и B — константы, зависящие от сорта газа и E/N. В этих обозначениях нагрев газа описывается уравнением

$$\dot{\theta} = \nu_{Tp} n_e/n_{e0}. \tag{26}$$

Обычно энергия образования активных частиц выше, чем порог прилипания, и $A > B >> 1$. В этом случае можно пренебречь процессами гибели активных частиц и из (23) — (26) следует обращение величины θ в бесконечность за конечное время

$$\tau_0 = \frac{1}{\nu_{Tp}B}\int_1^\infty \frac{dx}{x^{A/B} + \lambda + 1}, \tag{27}$$

где

$$\lambda = A\left(\frac{\beta}{q}\right)^{1/2}\frac{\nu_{a0}\nu_{Tp}}{k_d k_{g0} N}.$$

Обычно $\lambda << 1$ и из (27) следует

$$\tau_0 \approx \frac{\lambda \ln(1/\lambda)}{\nu_{Tp}A} << \nu_{Tp}^{-1}. \tag{28}$$

Расчет τ_0 с учетом убыли $n_п$ и электрон-ионной рекомбинации дает хорошее согласие с (28) [97].

Таким образом, установление состава плазмы в рассматриваемых условиях происходит в два этапа. Сначала происходит медленное накопление активных частиц и энергии, затем следует взрывообразное развитие процессов разрушения отрицательных ионов. В результате за времена $\sim \tau_0$ в разряде из-за флуктуаций возникнут шнуровые неустойчивости с амплитудой порядка $(q/\alpha)^{1/2}\nu_a/q$ [62], где α — коэффициент электрон-ионной рекомбинации. Хотя выше рассматривался разряд постоянного тока, но аналогичные явления возможны и в свободно локализованном СВЧ разряде [98].

Зависимости, аналогичные (25), наблюдаются и от степени колебательного возбуждения ε_V (или колебательной температуры T_v). Они также могут привести к рассмотренным выше эффектам.

Их экспериментальная проверка в настоящее время затруднена из-за сложности явления и возможного влияния на его развитие многих других факторов: ступенчатой ионизации, ударов второго рода, колебательно-поступательной релаксации и т.д.

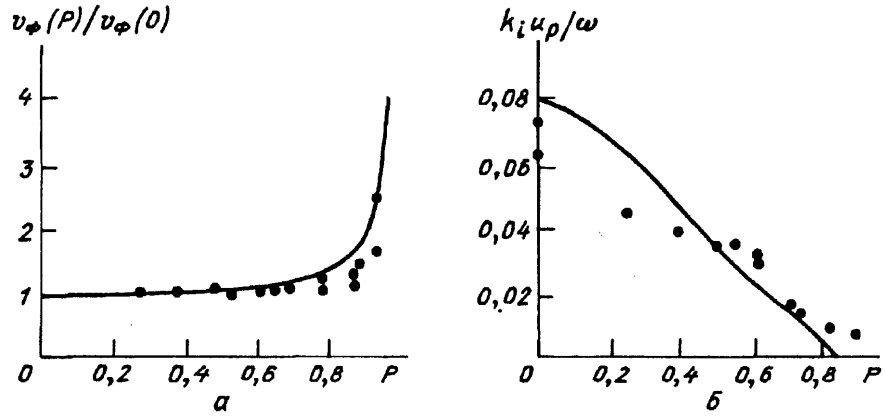

Рис. 16. Быстрая ионно-звуковая волна в плазме с относительной концентрацией отрицательных ионов P [102]. Точки — эксперимент, кривая — расчет. *а* — Фазовая скорость. *б* — Мнимая часть волнового числа на частоте f = 100 кГц

5. Неустойчивости и волны в бесстолкновительной плазме. Столкновения частиц между собой обычно приводят к затуханию волн в плазме. При низких давлениях столкновениями можно пренебречь и спектр колебаний плазмы расширяется. Среда такого типа встречается как в лабораторных условиях, так и в природе. Это прежде всего плазма ионосферы Земли, где в нижнем слое (D-слой) важны отрицательные ионы.

5.1. Линейные волны. Отрицательные ионы влияют только на относительно низкочастотные волны, распространение которых в плазме связано с ионной компонентой. При этом обычно появляются дополнительные моды, которые могут обладать новыми свойствами. Продемонстрируем это на примере ионно-звуковых волн.

Ионный звук в плазме, состоящей из электронов и положительных ионов, существует только в неизотермическом случае, когда температура электронов T_e значительно больше температуры ионов T_i При $T_e = T_i$ скорость распространения ионного звука близка к тепловой скорости ионов и имеет место сильное затухание Ландау на ионах.

Ситуация меняется, если в плазме наряду с положительными присутствуют и отрицательные ионы. В этом случае, как следует из гидродинамического подхода, дисперсионное уравнение для изотермической плазмы в пределе больших длин волн имеет вид [99]

$$(P-1)Z^4 + \left(\frac{m_p}{m_n} + 2 - P\right)Z^2 - 2\frac{m_p}{m_n} = 0, \qquad (29)$$

где $P = n_n/n_p$, Z — отношение фазовой скорости волны к тепловой скорости положительных ионов $u_p = (kT/m_p)^{1/2}$. Из уравнения (29) следует существование двух мод колебаний—быстрой и медленной. Медленная мода является обычной ионно-звуковой волной с поправкой на то, что часть электронов заменена на отрицательные ионы. Здесь все заряженные частицы колеблются в фазе. Новая быстрая мода имеет заметно отличные свойства. В ней отрицательные ионы колеблются в противофазе с остальными частицами. С увеличением P ее скорость увеличивается и в пределе $P \to 1$ стремится к бесконечности. Это вызвано тем, что рассматриваемая мода в пределе ион-ионной плазмы превращается в ионные плазменные колебания [99, 100].

При больших концентрациях отрицательных ионов скорость быстрой моды значительно больше ионных тепловых скоростей и ее затухание уменьшается, что позволяет наблюдать эту волну в эксперименте. Она наблюдалась как в газовом разряде с ионами Ar^+, SF_6^- [101], так и в созданной с помощью Q-машины плазме из электронов и ионов K^+, SF_6^- [102]. На рис 16,*а* даны экспериментальные данные [102] по относительному изменению фазовой скорости волны с ростом плотности отрицательных ионов для частот f= 20—100 кГц, а на рис. 16,*б* представлены аналогичные данные по величине $k_i u_p/\omega$, характеризующей затухание волны. Здесь k_i и ω — мнимая часть волнового числа этой волны и ее частота, u_p — тепловая скорость положительных ионов. Там же приведены результаты расчета в рамках кинетической теории [99]. Хотя гидродинамический подход здесь дает близкие результаты для фазовой скорости, но им нельзя пользоваться при описании затухания волны. Эксперимент хорошо согласуется с теорией и подтверждает приведенные выше закономерности распространения быстрой моды ионно-звуковой волны в плазме с отрицательными ионами. Следует заметить, что возбуждением этой волны можно объяснить некоторые типы колебаний свечения ионосферы Земли в ночное время [103].

В определенных условиях распространение ион-

но-звуковой волны в плазме с отрицательными ионами становится неустойчивым по отношению к поперечным возмущениям, что приводит к ее самофокусировке [104]. Этот эффект вызывается действием пондеромоторной силы, которая выталкивает плазму из области с повышенным электрическим потенциалом. Если $T_e >> T_i$, то на электроны она не влияет из-за высокого электронного давления. Положительные ионы при этом удерживаются из-за условия квазинейтральности и самофокусировка отсутствует. В плазме с отрицательными ионами оба сорта ионов могут под действием пондеромоторной силы уходить из области с повышенным потенциалом без нарушения квазинейтральности. В результате в этой области уменьшается плазменная частота ионов и увеличивается диэлектрическая проницаемость плазмы, что и приводит к самофокусировке ионно-звуковой волны. С ростом T_i эффект ослабевает.

При наложении на плазму внешнего постоянного магнитного поля становится возможным распространение нового типа электростатических волн, называемого ионно-циклотрошшми волнами. Влияние отрицательных ионов на эту моду колебаний изучено в [106, 107]. Авторами работы [106] в рамках многожидкостной гидродинамики получено дисперсионное соотношение в этом случае, которое имеет вид

$$\left[\omega^2 - \left(\omega_p^2 + k_x^2\frac{u_p^2}{1-P}\right)\right] \times \left[\omega^2 - \left(\omega_n^2 + k_x^2\frac{Pu_n^2}{1-P}\right)\right] = k^4\frac{Pu_p^2u_n^2}{(1-P)^2}, \quad (30)$$

где ω_p и ω_n — циклотронные частоты положительных и отрицательных ионов, $u_p^2 = kT_e/m_p$, $u_n^2 = kT_e/m_n$. Здесь магнитное поле направлено вдоль оси z, а волна распространяется в плоскости xz, причем $k_z^2 << k_x^2$. Анализ (30) дает, как и в случае ионно-звуковых волн, наличие двух мод колебаний, одна из которых соответствует колебаниям плотностей всех частиц в фазе, а в другой — новой — плотность отрицательных ионов колеблется со сдвигом на 180°.

Эксперименты [107] с плазмой, состоящей из электронов и ионов K^+, SF_6^- и создаваемой Q-машиной, подтвердили этот вывод. На рис. 17 приведена измеренная частота мод, соответствующих положительным и отрицательным ионам, в зависимости от относительной плотности ионов SF_6^- при напряженности магнитного поля H=3500 Гс. Результаты расчета, основанного на уравнении (30), хорошо согласуются с экспериментом и подтверждают тенденцию роста частоты колебаний с увеличением доли отрицательных ионов.

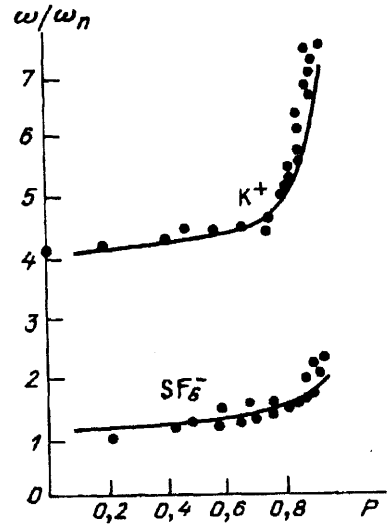

Рис. 17. Частота электростатической ионно-циклотронной волны в плазме с ионами K^+ и SF_6^- при H = 3500 Гс [107]. Точки — эксперимент, кривые — расчет

В ряде теоретических работ изучалось влияние отрицательных ионов на другие известные неустойчивости плазмы. Например, в [100] рассматривалось прохождение пучка из электронов и положительных ионов через плазму, образуемую положительными и отрицательными ионами. Согласно [100] в случае пучка с малой плотностью частиц должна развиваться пучковая неустойчивость, а для плотного пучка — бунемановская. Неустойчивость тангенциального разрыва (Кельвина — Гельмгольца) в плазме с отрицательными ионами исследовалась в [108], распространение электромагнитных волн в такой плазме — в [109—112]. Изучено также влияние отрицательных ионов на стимулированное бриллюэновское [113, 114] и рамановское [115] рассеяние электромагнитных волн в плазме. Не только величина, но и знак перечисленных эффектов зависят от конкретных условий. Их экспериментальной проверки пока нет.

5.2. Ионно-звуковой солитон. Почти все работы, посвященные нелинейным волнам в бесстолкновительной плазме с отрицательными ионами, объектом своего изучения имеют ионно-звуковой солитон. Исключением является теоретическая работа [116], где рассматривается нелинейная стадия распространения некоторых мод электромагнитной волны (ионно-циклотронный вистлер) в плазме в магнитном поле.

Ионно-акустический солитон в настоящее время подробно изучен применительно к плазме, состоящей из электронов и положительных ионов (см., например, [117, 118]). Он описывается уравнением Кортевега—де Фриса

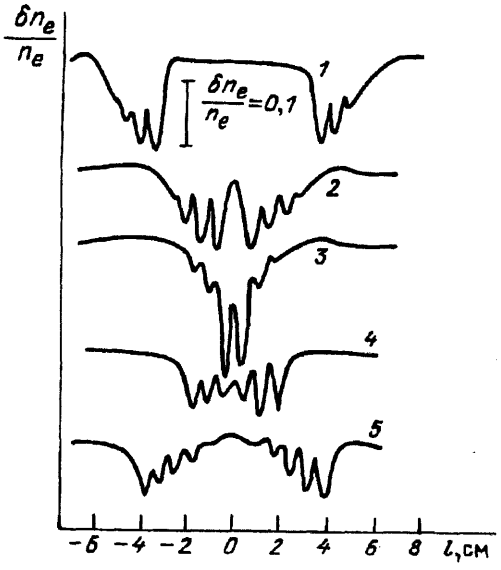

Рис. 18. Столкновение отрицательных солитонов в плазме с $P = 0{,}48$ [122]. t(мкс) = 20 (*1*), 25 (*2*), 27 (*3*), 30 (*4*) и 34 (*5*)

$$\frac{\partial\varphi}{\partial\tau} + \varphi\frac{\partial\varphi}{\partial\xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial^3\varphi}{\partial\xi^3} = 0, \tag{31}$$

где φ обозначает, например, отнормированный электрический потенциал в волне. Солитон связан со сжатием плотности электронов и положительных ионов. Электрический потенциал в нем положительный. При этом локализованное положительное возмущение плазмы большой амплитуды распадается на ряд солитонов, а отрицательное возмущение приводит к генерации последовательности дозвуковых волн. Отрицательный ("разреженный") солитон в плазме из электронов и положительных ионов образоваться не может.

При добавлении отрицательных ионов отклик плазмы на возмущения резко изменяется из-за тяжелой массы отрицательно заряженных частиц. Уравнение Кортевега—де Фриса для слабонелинейной волны тогда имеет вид [119, 120]

$$\frac{\partial\varphi}{\partial\tau} + \frac{1}{2}\left[\frac{3}{(1-P)S^4} - \frac{3P}{(1-P)\mu^2S^4} - 1\right]\varphi\frac{\partial\varphi}{\partial\xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial^3\varphi}{\partial\xi^3} = 0, \tag{32}$$

где время τ отнормировано на плазменную частоту положительных ионов, ξ — нормированное на дебаевский радиус расстояние в системе координат, движущейся со звуковой скоростью

$$S = \left[\frac{1 + (P/\mu)}{1 - P}\right]^{1/2};$$

$\mu = m_n/m_p$. Если отрицательных ионов нет, то $P = 0$ и уравнение (32) сводится к (31). Важно, что коэффициент в нелинейном члене при достаточно высокой концентрации отрицательных ионов становится отрицательным, т.е. в плазме возможно образование и распространение отрицательного ионно-звукового солитона [119,120].

Солитоны такового типа наблюдались в плазме, состоящей из электронов и ионов Ar^+, SF_5^+, F^-, SF_5^- [121, 122]. Скорость их движения, амплитуда и ширина хорошо согласовались с выводами теории, основанной на решении уравнения (32). В эксперименте также наблюдалось прохождение отрицательных солитонов сквозь друг друга (рис. 18) при неизменной их форме.

Особый случай представляют собой условия, когда нелинейный член в (32) обращается в ноль. При этом необходимо учитывать нелинейные члены более высокого порядка, что в результате дает модифицированное уравнение Кортевега—де Фриса [123]

$$\frac{\partial\varphi}{\partial\tau} + RS\varphi^2\frac{\partial\varphi}{\partial\xi} + \frac{S}{2}\frac{\partial^3\varphi}{\partial\xi^3} = 0, \tag{33}$$

где

$$R = \frac{1}{4}\left[\frac{15}{S^6(1-P)} + \frac{15P}{\mu^3S^6(1-P)} - 1\right],$$

$$P = \frac{n_n}{n_p}, \quad S = \left[\frac{1 + (P/\mu)}{1 - P}\right]^{1/2}$$

— нормированная на $\left(kT_e/m_p\right)^{1/2}$ скорость ионно-звуковой волны. (При выводе (33) пренебрежено ионной температурой.) Уравнение (33) имеет как многосолитонные решения, так и односолитонное, имеющее вид

$$\varphi = \varphi_0 \operatorname{sech}\left[\left(\frac{1}{3}R\right)^{1/2}\varphi_0\left(\xi - \frac{1}{6}RS\varphi_0^2\tau\right)\right]. \tag{34}$$

Если уравнение (32) в зависимости от знака нелинейного члена допускало только положительные или отрицательные солитоны, то уравнению (33) из-за симметрии по отношению к обращению знака φ удовлетворяют и те, и другие. Выводы теории были подтверждены экспериментом [124, 125], где при определенной критической плотности отрицательных ионов солитоны разного знака могли существовать одновременно и проходить друг через друга без изменения формы.

Согласно (34) число Маха Ма и ширина D этих солитонов равны

$$\mathrm{Ma} = 1 + \frac{1}{6}R\varphi_0^2, \tag{35}$$

$$\frac{D}{r_D}\left|\varphi_0\right| = \left(3/R\right)^{1/2}, \tag{36}$$

(r_D — радиус Дебая), что также заметно отличает их от обычных солитонов, описываемых уравнением Кортевега—де Фриса (32). Действительно, как следует из (35), величина Ма − 1 пропорциональна квадрату амплитуды, в то время как для обычного

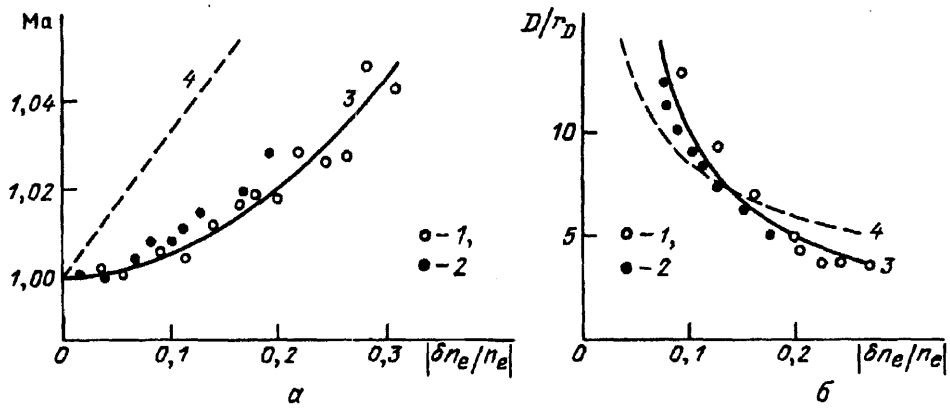

Рис. 19. Измеренные в [124, 125] число Маха (*а*) и ширина (*б*) положительных (*1*) и отрицательных (*2*) солитонов в зависимости от амплитуды возмущений. Теория: *3* — на основе уравнения (33), *4* — (32)

солитона она пропорциональна самой амплитуде. (36) дает обратную пропорциональность D от $|\varphi_0|$, а в солитонах, описываемых уравнением (32), $D \sim |\varphi_0|^{-1/2}$. Эти закономерности нового солитона были проверены в экспериментах [124, 125], результаты которых приведены на рис. 19. Там же представлены и результаты расчета, основанного на уравнениях (33) и (32). Согласие экспериментальных точек с кривыми, описываемыми формулами (35) и (36), и отличие от закономерностей для обычного солитона служат дополнительным подтверждением того, что в эксперименте наблюдался солитон, соответствующий модифицированному уравнению Кортевега—де Фриса (33).

В последующих работах подробно исследовались различные стороны рассматриваемого явления в плазме с отрицательными ионами. Автором работы [126] изучался случай большой амплитуды возмущений. В [127] было доказано неравенство $R > 0$ и рассмотрение обобщено на многие сорта ионов. Переход от обычных солитонов к солитонам, описываемым уравнением (33), исследовался в [128]. Авторами работы [129] проведен анализ образования солитона при прохождении ионного пучка через плазму, содержащую отрицательные ионы. Цилиндрические и сферические солитоны в плазме с отрицательными ионами рассмотрены в [130, 131], а распространение солитонов в релятивистской плазме обсуждалось в [132].

6. Отрицательные ионы в современных технологиях; вопросы экологии. Процессы с участием отрицательных ионов играют важную роль в ряде современных технологий и практических приложений [1, 133]. Это прежде всего различные виды газового разряда. Добавление в газ электроотрицательных компонентов приводит к уменьшению проводимости плазмы и электрического тока. При этом возможно развитие описанных выше неустойчивостей.

Важность отрицательных ионов в физике газового разряда можно продемонстрировать на примере электрического пробоя газа. Он происходит из-за нагрева затравочных электронов во внешнем электрическом поле до энергий выше потенциала ионизации частиц, что приводит к лавинной ионизации. Порог пробоя определяется из условия равенства скоростей процессов рождения (ионизация) и гибели электронов [65, 134]:

$$\nu_i(E) = \nu_d(E)$$

(ν_i и ν_d — частоты соответствующих процессов). В электроотрицательном газе прилипание к молекулам ускоряет гибель электронов, что приводит к увеличению порога пробоя.

Вопрос о затравочных электронах также может быть связан с отрицательными ионами. Например, в атмосферном воздухе они образуются из-за естественных причин: космических лучей, фоновой радиации и так далее. Но из-за быстрого прилипания к молекуле O_2 (процесс (5)) почти все электроны оказываются связанными. Поэтому первым шагом при электрическом пробое воздуха является образование затравочных электронов в результате разрушения отрицательных ионов. Эту роль выполняют процессы, обратные (5), с участием ионов, ускоренных в электрическом поле. Процессы такого типа обычно не влияют на порог пробоя, но могут существенно увеличить время его развития [134].

Особый случай представляют собой газы с частицами, способными разрушать отрицательные ионы и освобождать электроны. Последнее можно трактовать, как уменьшение эффективной скорости прилипания, что должно приводить к снижению порога электрического пробоя. Например, наработка озона в предпробойной стадии может существенно уменьшить пробойные поля в атмосферном воздухе [162]

из-за процесса

$$O^- + O_3 \to 2O_2 + e.$$

Аналогичный эффект — многократное снижение порога пробоя воздуха в неоднородном электрическом поле — имеет место из-за наработки атомов O [163] и возбужденных молекул $O_2(a^1\Delta_g)$ [164], столкновение с которыми приводит к ассоциативному отрыву электрона от иона O^-.

Успехи в изучении свойств отрицательных ионов способствуют существенному продвижению в ряде важных практических приложений. Например, при создании газовых диэлектриков с высоким порогом электрического пробоя используют газы, в которых скорость прилипания электрона к молекулам велика. Поскольку прилипание наиболее эффективно для медленных электронов, то в газ добавляют компоненты (обычно N_2 или многоатомные газы), молекулы которых при столкновении быстро отбирают энергию от электронов. Другим примером устройств, основанных на прилипании электрона к молекуле, являются газовые прерыватели электрического тока. Управление скоростью прилипания электрона к молекуле с помощью светового луча (см. раздел 2) позволяет в рассматриваемых приборах перейти для времени переключения от микросекундного диапазона к наносекундному [133, 135]. В основе одного из главных методов создания пучков ионов H^- и D~, используемых в задачах управляемого термоядерного синтеза, лежит эффект резкого увеличения скорости прилипания электрона к молекулам H_2 и D_2 с ростом их колебательного возбуждения [136]. Сильное прилипание к некоторым молекулам используется в газовой хроматографии для их идентификации [137], а рекомбинация положительного и отрицательного иона является одним из основных каналов накачки некоторых типов эксимерных лазеров [138].

В последние годы появился ряд идей по использованию процессов с отрицательными ионами в задачах экологии. В отличие от приведенных выше примеров они не только далеки от своей реализации, но и отчасти имеют дискуссионный характер. Из-за важности обсуждаемого предмета они будут изложены ниже.

Главное отличие отрицательных ионов от других частиц заключается в следующем. Скорости ионно-молекулярных процессов как правило больше, чем скорости процессов с участием только нейтральных частиц. Кроме того, энергия связи электрона в отрицательном ионе обычно значительно меньше энергии химических связей и потенциалов ионизации частиц. В результате при замене радикалов на отрицательные ионы может существенно измениться последовательность химических реакций и их продукты.

Одной из главных экологических проблем, при решении которых могут быть использованы плазменные методы, является очистка дымовых газов от NO_x и SO_2. Эти газы в атмосфере приводят к образованию кислотных дождей. Эффективность существующих методов очистки мала. В настоящее время разрабатывается новый метод очистки — плазменный (см., например, [139]), который заключается в следующем. В дымовом газе, содержащем вредные примеси, под действием электронного пучка или газового разряда нарабатываются активные радикалы и возбужденные частицы, которые доокисляют окислы и превращают их в кислоты. Добавка NH_3 приводит к выпадению солей в виде твердого осадка, который и выделяется из газа. В результате очищается воздух и нарабатываются минеральные удобрения.

Часто в экспериментах энергозатраты на очистку оказываются ниже величин, следующих из теории. Согласно [140—142] одной из возможных причин в случае SO_2 может быть плазменно-каталитическое окисление окислов, в котором отрицательные ионы играют ключевую роль. Кинетическая схема указанного процесса имеет следующий вид. Электроны плазмы в трехчастичном процессе прилипают к молекулам O_2:

$$e + O_2 + M \to O_2^- + M.$$

Далее в цепочке ионно-молекулярных реакций с участием возбужденных частиц происходит конверсия O_2^- в другие отрицательные ионы со все более высокой энергией связи внешнего электрона:

$$O_2^- + SO_2 \to SO_2^- + O_2,$$

$$SO_2^- + O_2^* + M \to SO_4^- + M,$$

$$SO_4^- + O_2^* \to SO_3 + O_3^-,$$

$$O_3^- + SO_2 \to SO_3^- + O_2.$$

При этом происходит доокисление SO_2. Восстановление электрона осуществляется за счет ассоциативного отрыва

$$SO_3^- + H_2O \to e + H_2SO_4.$$

В цепном механизме электроны и отрицательные ионы практически не расходуются, выступая в роли катализатора. Преимущество отрицательных ионов по отношению к радикалам состоит в беспороговом характере реакций продолжения цепи. Положительные ионы для этого не подходят, поскольку для них из-за превышения потенциала ионизации над энергией химической связи затруднено замыкание цепи.

На рис. 20 приведены экспериментальные данные

[141—146] по энергозатратам на окисление SO_2 при очистке под действием электронного пучка в зависимости от его плотности тока j_b, а также модельный расчет [141]. Наблюдаемая немонотонная зависимость объясняется на основе плазменно-каталитического эффекта. Рост энергозатрат с увеличением j_b связывается с увеличением скорости ион-ионной рекомбинации, приводящей к обрыву цепи. Большие энергозатраты при малых j_b вызываются конкуренцией процесса тушения возбужденных частиц и ион-молекулярных реакций продолжения цепи с их участием. Следует заметить, что указанный механизм может иметь место не только в газе, но и в жидкой фазе.

Плазменные методы очистки с участием отрицательных ионов оказываются эффективными и при очистке воздуха от других электроотрицательных примесей. Например, это относится к фреонам CCl_4 [147], CCl_3F, CCl_2F_2 [148]. Эти молекулы, в отличие от $S0_2$ и NO_x, практически не разрушаются при взаимодействии с радикалами и возбужденными частицами. Но скорость диссоциативного прилипания тепловых электронов к ним ($e + CCl_4 \rightarrow Cl^- + CCl_3$ и т.д.) высока, что и позволяет производить плазменную очистку. При этом ионы Cl^- могут разрушаться в процессах типа

$$Cl^- + H \rightarrow e + HCl,$$

которые замыкают каталитическую цепь. Как расчет, так и эксперименты с электронным пучком [147] и СВЧ разрядом [148] свидетельствуют о возможности такого метода очистки. При этом требует дальнейшего исследования вопрос о получаемых в результате химических соединениях.

Влияние отрицательных ионов на озоновый слой в стратосфере Земли обсуждалось во многих работах. Известен ряд каталитических циклов разрушения O_3. Это хлорный цикл, циклы, связанные с окислами азота, водородными радикалами и т.д. [149]. Автором работы [150] указано на возможность существования цикла, где в роли катализатора выступают отрицательные ионы. В простейшем виде он может быть записан следующим образом [150]

$$O_2^- + O_3 \rightarrow O_2 + O_3^-,$$

$$O_3^- + O_3 \rightarrow O_2^- + 2O_2.$$

Наряду с ионом O_2^- к аналогичному эффекту могут приводить и другие отрицательные ионы [151]:

$$X^- + O_3 \rightarrow XO^- + O_2,$$

$$XO^- + O_3 \rightarrow X^- + 2O_2$$

или

$$XO^- + O \rightarrow X^- + O_2.$$

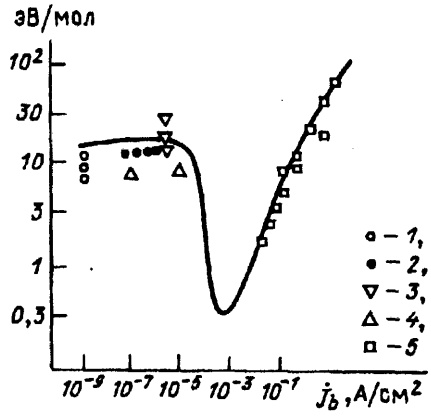

Рис. 20. Зависимость энергозатрат окисления SO_2 от плотности тока пучка электронов. Эксперименты: *1* — [143], 2 — [144], *3* — [145], *4* — [146], *5* — [141,142]. Сплошная кривая ~ модельный расчет [141]

В ряде работ указывалось на важность этого цикла для разрушения O_3 в некоторых геофизических условиях, например, во время полярной ночи на высоких широтах или во время различного рода возмущений, приводящих к росту уровня ионизации стратосферы. Согласно современной точке зрения [151, 152], эффективность цикла с известными отрицательными ионами мала. Но вопрос нельзя считать закрытым из-за недостаточного знания ионного состава атмосферы Земли и констант скорости ион-молекулярных процессов.

Отрицательные ионы могут оказывать и положительное влияние на стратосферный озон. Одной из основных причин истощения озонового слоя в настоящее время считается рост концентрации фреонов в атмосфере Земли, которые в стратосфере под действием солнечного излучения образуют хлорные компоненты, являющиеся катализатором для разрушения O_3 [149, 153]. Авторами работ [154—157] было предложено для подавления хлорного цикла разрушения O_3 и очистки атмосферы от хлорных соединений использовать сильную электроотрицательность атома Cl. Для этого предполагается на нужных высотах создать повышенную концентрацию электронов, которые быстро прилипают к молекулам O_2 с образованием ионов O_2^-. В результате дальнейших ион-молекулярных процессов отрицательный заряд переходит к хлорным соединениям, которые в результате дрейфа в электрическом поле Земли поднимаются на такие высоты, где озона практически нет. Численное моделирование химической кинетики с учетом ~1000 реакций дает обнадеживающие результаты [156, 157].

Для реализации этой идеи первоначально предполагалось облучать нижние слои ионосферы СВЧ излучением с помощью наземных передатчиков

[154]. В результате нагрева электронов падает скорость электрон-ионной рекомбинации. Скорость их рождения определяется солнечным излучением и поэтому остается постоянной. В результате увеличивается концентрация электронов и отрицательных ионов. Анализ [158] этого сценария, основанный на моделировании электронной кинетики в нижней ионосфере, показал неэффективность воздействия электромагнитной волны на плотность хлорсодержащих соединений.

Эта идея продолжает развиваться. В последнем ее варианте предлагается создавать на нужных высотах повышенную концентрацию электронов с помощью самолетов или запускаемых с земли баллонов [155]. Для непосредственного создания электронов авторы хотят использовать коронный разряд или фотоэлектронную эмиссию с металлической поверхности под действием солнечного излучения. Рассматриваемый подход проходит экспериментальную проверку в лаборатории.

Своеобразным развитием этой идеи может служить работа [148], где предлагается разрушать фреоны в нижних слоях атмосферы, после чего хлорсодержащие соединения должны выпадать на землю с дождями. Для реализации этой идеи, согласно [148], можно в воздухе с помощью свободно локализованного СВЧ разряда создать электроны, которые в результате диссоциативного прилипания разрушают молекулы фреонов. Принципиальной является эффективная наработка в разряде активных частиц (радикалы и возбужденные молекулы), которые разрушают кислородные отрицательные ионы. Тем самым уменьшается один из основных каналов гибели электронов в воздухе — их прилипание к молекулам O_2. Предварительные лабораторные исследования дают обнадеживающие результаты.

Интересным является вопрос о воздействии отрицательных ионов в окружающем воздухе на здоровье людей и биологическую активность живых организмов. Давно замечено [159], что увеличение концентрации этих ионов благотворно влияет на многие жизненно важные процессы, и лечебные свойства некоторых районов Земли связывают именно с положительным эффектом отрицательных ионов в атмосфере. Более подробное обсуждение этого важного вопроса выходит за рамки настоящего обзора.

7. Заключение. Таким образом, появление в плазме отрицательных ионов не сводится просто к усложнению состава заряженных частиц. По своим свойствам эти ионы существенно отличаются от электронов и положительных ионов. В результате в плазме электроотрицательных газов не только меняются общие характеристики, но и наблюдается ряд качественно новых явлений, обязанных своим появлением присутствию отрицательных ионов. Это прежде всего сказывается на процессах переноса заряженных частиц, а также в вопросах распространения волн и устойчивости плазмы. Заметный прогресс в этой области связан с развитием таких областей физических наук, как элементарные столкновения заряженных частиц с атомами и молекулами, процессы переноса в частично ионизованной плазме, физика газового разряда, нелинейная физика. Достигнутые успехи объясняются также потребностями практики, некоторым из них посвящены регулярно собираемые международные конференции (газовые диэлектрики, источники отрицательных ионов и т.д.).

Объектом данного обзора служит газовая электрон-ионная плазма. Но многие описанные выше явления имеют достаточно общую природу и могут наблюдаться в других физических ситуациях. Сюда относятся газовая ион-ионная плазма, перенос позитронов в газах, многочисленные явления в полупроводниковой плазме. Из-за ограниченности объема все эти вопросы остались за рамками обзора.

Авторы выражают благодарность Д.А. Мазалову и А.Ф. Палю за предоставление экспериментальных данных по свойствам газового разряда, аналогичного описанному в [55]. Один из авторов (Н.А.) благодарен МГП "Экофизика" за поддержку работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] *Месси Г.* Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979.
2. *Смирнов Б.М.* Отрицательные ионы. М.: Атомиздат, 1978.
3. *Christophorou L.G.* Atomic and Molecular Radiation Physics. New York: Wiley-Interscience, 1971.
4. *Смирнов Б.М.* Ионы и возбужденные атомы в плазме. М,: Атомиздат, 1974.
5. *Хвостенко В.И.* Масс-спектрометрия отрицательных ионов в органической химии. М.: Наука, 1981.
6. *Caledonia G.E.* //Chem. Rev. 1975. V. 75. P. 333.
7. *Christophorou L.G., McCorkle D.L., Christodoulides A.A.* // Electron-Molecule Interactions and Their Applications / Ed. L.G. Christophorou. New York: Academic Press, 1984. V. 1. P. 477.
8. *Champion R.L, Doverspike L.D.* // Ibidem. 1984. V. 1. P. 619,
9. *Risley J.S.* // Comm. Atom, and Mol. Phys. 1983. V. 12. P. 215.
10. *Быдин Ю.Ф., Демков Ю.Н.* // УФН. 1982. Т. 137. С. 377.
[11] *Елецкий А.В., Смирнов Б.М.* //Там же. 1985. Т. 147. С. 459.
12. *Александров Н.Л.* // Там же. 1988. Т. 154. С. 177.
13. *Смирнов Б.М.* Комплексные ионы. М.: Наука, 1983.
14. Interactions between Ions and Molecules / Ed. P. Ausloos. New York: Plenum, 1975.
15. *Grunberg R.* //Zs. Naturforsch. 1969. Bd. 24a. S. 1039.
16. *Taniguchi T., Tagashira H., Okada L, Sakai Y.* // J. Phys. D. 1978. V. 11. P. 2281.
17. *Shimamori H., Fessenden R.W.* //J. Chem. Phys. 1981. V. 74. P. 453.
18. *Kline L.E., Davies O.K., Chen C.L., Chantry P.J.* // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. P. 6789.
19. *Christophorou LG.* // Contrib. Plasma Phys. 1987. V. 27. P. 237.
20. *Christophorou L.G.* //Proc. XXth Intern. Conf. Phenom. Ionized Gases. Invited Lecture. Piza, 1991.

[21] *Chantry P.J.* // J. Chem. Phys. 1969. V. 51. P. 3369.
22. *Burrow P.D.* //Ibidem. 1973. V. 59. P. 4922.
Belie D.S., Hall R.I. //J. Phys. B. 1981. V. 14. P. 365.
23. *Dabrowski I., Herzberg G.* // Can. J. Phys. 1987. V. 25. P. 358.
Dabrowski I., Herzberg G.C. //Appl. Phys. Lett. 1985. V. 47. P. 576.
24. *Александров Н.Л* //ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 1411.
25. *Wang Y., Champion R.L., Doverspike L.D., Olthoff J.K., van Brunt R.J.* //J. Chem. Phys. 1989. V. 91. P. 2254.
26. *Хаксли Л., Кромптон Р.* Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977.
27. *Александров Н.Л., Кончаков А.М., Напартович А.П., Старостин А.Н.* // Химия плазмы / Под ред. Б.М. Смирнова. М.: Энергоатомиздат, 1984. Вып. 11. С. 3.
28. *Crompton R.W.* //Proc. Symp. Phys. Ion. Gases. Sibenik, 1984. P. 87.
29. *Scullerud H.R.* //Austr. J. Phys. 1983. V. 36. P. 845.
30. *Hegerberg R., Crompton R.W.* //Aust. J. Phys. 1983. V. 36. P. 831.
[31] *Taniguchi T., Kawamura K., Sakamoto S., Tagashira H.* // J. Phys. D. 1982. V. 15. P. 1187.
32. *Бычков В.Л., Елецкий А.В., Ущаповский В.А.* //Физ. плазмы. 1988. Т. 14. С. 1497.
33. *Thomas W.R.J.* //J. Phys. B. Ser. 2. 1969. V. 2. P. 551.
34. *Tagashira H.* //Proc. XVth Intern. Conf. Phenom. Ionized Gases. Inv. Papers. Minsk, 1981. P. 377.
35. *Yoshizawa T., Sakai Y., Tagashira H., Sakamoto S.* //J. Phys. D. 1979. V. 12. P. 1839.
36. *Itoh H., Shimozuma M., Tagashira H.* //Ibidem. 1980. V. 13. P. 1201.
37. *Александров Н.Л., Кочетов И.В., Напартович А.Л. и др.* // Физ. плазмы. 1980. Т. 6. С. 1365.
38. *Рохленко А.В.* // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. С. 1315.
39. *Shizgal S., McMahon D.R.A* //Phys. Rev. A. 1985. V. 32. P. 3669.
40. *Warman J.M., Sowada U., DeHaas M.P.* //Phys. Rev. A. 1985. V. 31. P. 1974.
[41] *Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П.* //Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. С. 1457.
42. *Diatko N.A, Kochetov I.V., Napartovich A.P.* //Proc. XIXth Intern. Conf. Phenom. Ionized Gases. Contrib. Papers. Belgrade, 1989. V. 4. P. 926.
43. *Головинский П.М., Щедрин А.И.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. С. 51.
44. *Diatko N.A., Napartovich A.P.* //Proc. XIth Europ. Sect. Conf. Atom. Molec. Phys. Ionized Gases. St. Petersburg, 1992. P. 127.
45. *Christophorou L.G., Siomos K.* //Electron-Molecule Interactions and Theire Applications. // Ed. L.G. Christophorou. New York: Academic Press, 1984. V. 2. P. 221.
46. *Freeman G.R., Armstrong D.A* //Adv. Atom, and Mol. Phys. 1985. V. 20. P. 267.
47. *Храпак А.Г., Якубов И.Т.* //УФН. 1979. Т. 129. С. 45.
48. *Храпак А.Г., Якубов И.Т.* Электроны в плотных газах и плазме. М.: Наука, 1981.
49. *Палкина Л.А., Смирнов Б.М., Фирсов О.Б.* //ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 2319.
50. *Christophorou L.G., Carter J.G., Maxey D.V.* //J. Chem. Phys. 1982. V. 76. P. 2653.
[51] *Александров Н.Л., Добкин С.В.* // Теплофиз. выс. температур. 1981. Т. 19. С. 876.
52. *Александров Н.Л., Напартович А.П.* // Физ. плазмы. 1986. Т. 12. С. 1101.
53. *Барейкис В., Матуленис А., Похела Ю., Ашмонтас С., Реклайтис А, Гальдикас А.И., Милюшите Р., Стариков Е.* Диффузия горячих электронов. Вильнюс: Москлас, 1981.
54. *Рожанский В.А., Цендин Л.Д.* Столкновительный перенос в частично-ионизованной плазме. М.: Энергоатомиздат, 1988.
55. *Демьянов А.В., Кочетов И.В., Напартович А.П. и др.* // Письма ЖТФ. 1986. Т. 12. С. 849.
56. *Thompson J.B.* // Proc. Roy. Soc. 1961. V. A262. P. 503.
57. *Sabadil H.* //Beitr. Plasmaphys. 1971. Bd. 11. S. 327.
58. *Цендин Л.Д.* //ЖТФ. 1985. Т. 55. С. 2318; 1989. Т. 59. С. 21.
Edgley P.D., von Engel A. //Proc. Roy. Soc. 1980. V. A370. P. 375.
59. *Sabadil H.* //Beitr. Plasmaphys. 1973. Bd. 13. S. 235.
60. *Ferreira C.M., Gousset G., Touzeau M.* //J. Phys. D. 1988. V. 21. P. 1403.
Daniels P.G., Franklin R.N., Snell J. //Ibidem. 1990. V. 23. P. 823.
[61] *Волынец В.Н., Лукьянова АВ., Рахимов А.Т. и др.* //Физ. плазмы. 1991. Т. 17. С. 221.
62. *Напартович А.П., Старостин А.Н.* // Химия плазмы / Под ред. Б.М. Смирнова. М.: Атомиздат, 1979. Вып. 6. С. 153.
63. *Nighan W.L.* //Phys. Rev. A. 1977. V. 15. P. 1701.
64. *Вихарев А.Л., Горбачев А.М., Кузнецов О.Ю.* // Физ. плазмы. 1991. Т. 17. С. 489.
65. *Райзер Ю.П.* Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980.
66. *Кернер Б.С., Осипов В.В.* Автосолитоны. М.: Наука, 1991.
67. *Кернер Б.С., Осипов В.В.* //УФН. 1990. Т. 160. С. 1.
68. *Недоспасов А.В., Хаит В.Д.* Колебания и неустойчивости низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1979.
69. *Мыльников Г.Д., Напартович А.П.* // Физ. плазмы. 1975. Т. 1. С. 892.
70. *Волков А.В., Коган Ш.М.* //УФН. 1968. Т. 96. С. 633.
[71] *Haas R.A* // Phys. Rev. A. 1973. V. 8. P. 1017.
72. *Ниган В.Л.* //Плазма в лазерах / Под ред. Дж. Бекефи. М.: Энергоиздат, 1982. С. 261.
73. *Велихов Е.П., Баранов В.Ю., Летохов В.С., Рябов Е.А., Старостин А.Н.* Импульсные CO_2-лазеры и их применение для разделения изотопов. М.: Наука, 1983.
74. *Баранов В.Ю., Напартович А.П., Старостин АН.* //Итоги науки и техники. Сер. "Физика плазмы" / Под ред. В.Д. Шафранова. М.: ВИНИТИ, 1984. Т. 5. С. 90.
75. *Велихов Е.П., Ковалев А.С., Рахимов А.Т.* Физические явления в газоразрядной плазме. М.: Наука, 1987.
76. *Ланда П.С.* Автоколебания в распределенных системах. М.: Наука, 1983.
77. *Александров Н.Л., Кочетов И.В., Мазалов Д.А. и др.* //Физ. плазмы. 1992. Т. 18. С. 1468.
78. *Вихарев АЛ., Иванов О.А., Кузнецов О.Ю., Степанов А.Н.*
79. *Вихарев АЛ., Иванов О.А, Иванова Л.С., Кузнецов О.Ю., Степанов АН.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. С. 40.
80. *Александров Н.Л., Напартович А.П., Старостин А.Н.* // Физ. плазмы. 1980. Т. 6. С. 1123.
[81] *Высикайло Ф.И.* //Там же. 1987. Т. 13. С. 216.
82. *Александров Н.Л., Кончаков АМ.* //Там же. 1981. Т. 7. С. 185.
83. *Александров Н.Л., Кочетов И.В., Мазалов Д.А. и др.* // Тезисы VIII Всес. конф. по физике низкотемп. плазмы. Минск, 1991. Т. 2. С. 3.
84. *Владимиров В.В., Волков А.Ф., Мейлихов Е.З.* Плазма полупроводников. М.: Атомиздат, 1979.
85. *Фисун О.И.* //Укр. физ. ж. 1978. Т. 23. С. 1382.
86. *Дресвянников В.Г., Фисун О.И.* //ЖЭТФ. 1978. Т. 75. С. 2141.
87. *Bastien F.* //J. Phys. D. 1987. V. 20. P. 1547.
88. *Hasegawa M.* //J. Phys. Soc. Japan. 1974. V. 37. P. 193.
89. *Александров Н.Л., Напартович А.П., Паль А.Ф., Серов А.О., Старостин А.Н.* // Физ. плазмы. 1990. Т. 16. С. 862.
90. *Галечян Г.А., Диванян Э.Г., Мкртчян А.Р.* //Акуст. ж. 1990. Т. 36. С. 364.
[91] *Цендин Л.Д.* //Ж. технич. физики. 1965. Т. 35. С. 1972.
92. *Стретт Дж.В.* (лорд Рэлей). Теория звука. Т. 2. М.: Гостехиздат, 1955.
93. *Jacob J.H., Mani S.A.* //Appl. Phys. Lett. 1975. V. 26. P. 53.
94. *Кочетов И.В., Мазалов Д.А, Напартович А.П., Паль А.Ф., Старостин АН., Шугаев Ф.В.* //Тезисы Всес. научного семинара "Взаимодействие акустических волн с плазмой". Мегри, 1989. С. 31.
95. *Александров Н.Л., Кончаков А.М., Напартович А.П., Старостин А.Н.* // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. С. 1614.
96. *Блинов Н.А., Лезин А.Ю., Золотков В.Н., Синельников В.П., Чебуркин Н.В.* //ЖТФ. 1989. Т. 59. С. 46.
97. *Напартович А.П., Старостин АН.* // Физ. плазмы. 1976. Т. 2. С. 843.
98. *Вихарев А.Л., Кузнецов О.Ю.* Препринт ИПФАН № 294.

Нижний Новгород, 1991.
99. *D' Angelo N., Goeler S.V., Ohe T.* //Phys. Fluids. 1966. V. 3. P. 1605.
100. *Galver M., Gary S.P.* // Ibidem. 1986. V. 29. P. 4085.
[101] *Wong A.Y., Mamas D.L., Arnush D.* //Ibidem. 1975. V. 18. P. 1489.
102. *Song B., D'Angelo N., Merlino R.L.* // Phys. Fluids. B. 1991. V. 3. P. 284.
103. *D'Angelo N.*//J. Geophys. Res. 1967. V. 72. P. 1541.
104. *Sato T., Ishiwata S., Watanabe S., Tanaca H,, WashimiH. II* J. Phys. Soc. Japan. 1990. V. 59. P. 159.
105. *Михайловский А.Б.* Теория плазменных неустойчивостей. М.: Атомиздат. 1975. Т. 1.
106. *D'Angelo N., Merlino R.L.* //IEEE Trans. Plasma Sci. 1986. V. PS-14. P. 285.
107. *Song B., Suszcynsky D., D'Angela N., Merlino R.L.* //Phys. Fluids. B. 1989. V. 1.P. 2316.
108. *D'Angelo N., Song B.*//IEEE Trans. Plasma Sci. 1991. V. PS-19. P. 42.
109. *Teichmann J.* //Can. J. Phys. 1966. V. 44. P. 2973.
110. *Smith J.* // J. Geophys. Res. 1965. V. 70. P. 53.
[111] *Das G.C., Uberio C.* // Ibidem. 1972. V. 77. P. 5597.
112. *Das G.C., Sur A.K, Chakraborty B.* // Astrophys. and Space Sci. 1987. V. 129. P. 159.
113. *Jain K.M., Bose M., Guha S.* // Plasma Phys. Contr. Fusion. 1984. V. 26. P. 677.
114. *Cho G.S., Cho B.H.* //Ibidem. 1988. V. 30. P. 1271.
115. *Cho G.S.* //Phys. Fluids. B. 1990. V. 2. P. 2272.
116. *Sur A.K.* //Czech. J. Phys. 1988. V. B38. P. 53.
117. *Lonngren K.E.* //Plasma Phys. 1983. V. 25. P. 943.
118. *Петвиашвили В.И., Похотелов О.А.* Уединенные волны в плазме и атмосфере. М.: Энергоатомиздат, 1989.
119. *Das G.C., Tagare S.G.*//Plasma Phys. 1975. V. 17. P. 1025.
120. *Das G.C. II* Ibidem. 1977. V. 19. P. 363.
[121] *Ludwig G.O., Ferreira J.L, Nakamura Y.* //Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 275.
122. *Nakamura Y., Ferreira J.L., Ludwig G.O.* //J. Plasma Phys. 1985. V. 33. P. 237.
123. *Watanabe S.* // J. Phys. Soc. Japan. 1984. V. 53. P. 950.
124. *Nakamura Y., Tsukabayashi I.* //Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P.2356.
125. *Nakamura Y., Tsukabayashi I.* //J. Plasma Phys. 1985. V. 34. P. 401.
126. *Nakamura Y.*//Ibidem. 1987. V. 38. P. 461.
127. *Verheest F.* // Ibidem. 1988. V. 39. P. 71.
128. *Singh K.L, Das G.C.* //IEEE Trans. Plasma Sci. 1989. V. PS-17. P. 863.
129. *Das G.C., Singh K.I.* //Aust. J. Phys. 1990. V. 43. P. 319.
130. *Hose Y., Watanabe S., Tanaca H.* //J. Phys. Soc. Japan. 1985. V. 54. P. 4115.
[131] *Das G.C., Singh K.1.* //Austr. J. Phys. 1991. V. 44. P. 523.
132. *Das G.C., Karmakar B., Singh K.I.* //IEEE Trans. Plasma Sci. 1990. V. PS-18. P. 86.
133. *Christophorou L.G., Hunter S.R.* //Electron-Molecule Interactions and Their Applications. / Ed. L.G. Christophorou. New York: Academic Press, 1984. V. 2. P. 317.
134. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
135. *Christophorou L.G.* //Nonequilibrium Processes in Partially Ionized Gases. / Eds. M. Capitally, J.N. Bardsley. NATO ASI. Ser. B. New York: Plenum, 1990. V. 220. P. 291.
136. *Bacal M.* //Ibidem. P. 213.
137. *Pellizzart E.D.* //J. Chromatography. 1974. V. 98. P. 323.
138. Эксимерные лазеры / Под ред. Ч. Роудза. М.: Мир, 1981.
139. *Валуев А.А., Каклюгин А.С., Норман Г.Э., Подлипчук В.Ю., Сопин П.И., Сорока Г.А.* //Теплофиз. выс. температур. 1990. Т. 28. С. 995.
140. *Потапкин Б.В., Русанов В.Д., Фридман А.А.* // ДАН СССР. 1989. Т. 308. С. 897.
[141] *Баранчиков Е.И., Беленький Г.С., Денисенко В.П., Масленников Д.Д.,Лотапкин Б.В., Русанов В.Д., Фридман А.А.*// Там же. 1990. Т. 315. С. 120.
142. *Баранчиков Е.И., Беленький Г.С., Деминский М.А., Денисенко В.П., Доровский А.П., Ерастов Е.М., Кочетов В.А., Масленников Д.Д., Потапкин Б.В., Русанов В.Д., Северный В.В., Фридман А.А.* // Химия выс. энергий. 1991. Т. 25. С. 460.
143. *Leonhardt J.W.* //Radiat. Phys. Chem. 1984. V. 24. P. 167.
144. *Svedchicov A.P., Belousova E.V., Pavlova S.V.* //Ibidem. 1988. V. 31. P. 15.
145. *Tokunaga O., Suzuki N.* //Ibidem. 1981. V. 24. P. 145.
146. *Washino M., Tokunaga O., Hashimodo S.* //The Kinetik Study of Irradiation of Exhaut Gases. — IAAE-SM-194/706,1984.
147. *Son E.E., Aleksandrov N.L. et al* //Proc. Xth Intern. Conf. Gas Discharges and Their Appl. Swansea, 1992. V. 2. P. 769.
148. *Аскарьян Г.А., Батанов Г.М., Бархударов А.Э., Грицинин С.И., Корчагина Е.Г., Коссый И.А., Силаков В.П., Тарасова Н.М.* // Физ. плазмы. 1992. Т. 18. С. 1198.
149. *Брасье Г., Соломон С.* Аэрономия средней атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1987.
150. *Смирнов Б.М.* // УФН. 1975. Т. 117. С. 313.
[151] *Ларин И.К., Тальрозе В.Л.* //ДАН СССР. 1977. Т. 233. С. 410.
152. *Козлов С.И,* // Космич. исследования. 1982. Т. 20. С. 399.
153. *Stolarski R.S.* //Scientific American. 1988. V. 258. P. 30.
154. *Wong A.Y., Steinnauer J., Close R., Fukuchi T., Milikh G.M.* // Comm. Plasma Phys. Contr. Fusion. 1989. V. 12. P. 235.
155. *Wong A.Y., Wuerker R.F., Sabutis J., Suchannek R., Hendricks C.D., Gottlieb P.* // Proc. Intern. Workshop "Controlled Active Global Experiments" / Eds. E. Sindoni, A.Y. Wong. Varenna, Villa Monastero, 1990. P. 129.
156. *Tsang K.T., Ho D.D.-M., Wong A.Y., Siverson R.J.* //Ibidem. P. 143.
157. *Ho D.D.-M., Tsang K.T., Wong A.Y., Siverson R-J.* //Ibidem. P. 157.
158. *Aleksandrov N.L., Kochakov A.M., Kochetov I.V., Napartovich A.P.* //Abstr. Intern. Workshop "Strong Microwawes in Plasma". Suzdal, 1990. P. D29.
159. *Пшежецкий С.Я., Дмитриев М.Т.* Радиационные физико-химические процессы в воздушной среде. М.: Атомиздат, 1978.
160. *Завершинский И.П., Коган Е.Я., Малевич Н.Е.* //ЖЭТФ. 1991. Т. 100. С. 422.
[161] *Елецкий А.В.* // ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 850.
162. *Елецкий А.В., Смирнов Б.М.* //ЖТФ. 1990. Т. 60. С. 192; J. Phys. D. 1991. V. 24. P. 2175.
163. *Rodriguez A.E., Morgan W.L., Touryan K.J., Moeny W.M., Martin T.H.* // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. P. 2015.
164. *Lowke J.J.* //J. Phys. D. 1992. V. 25. P. 202.