

ISSN 0202—7933

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР  
ПО НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ВСЕСОЮЗНЫЙ ИНСТИТУТ НАУЧНОЙ И ТЕХНИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ

# ИТОГИ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ

## ФИЗИКА ПЛАЗМЫ

Т о м 3

Редактор В. Д. Шафранов

Серия издается с 1980 г.



1—6499

МОСКВА 1982

10883

533.9

Ф. 503

Главный редактор информационных изданий ВИНТИ  
профессор *А. И. Михайлов*

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

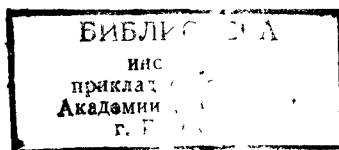
информационных изданий по физике

ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР — академик *Б. Б. Кадомцев*

ЧЛЕНЫ РЕДАКЦИОННОЙ КОЛЛЕГИИ:

канд. физ.-мат. наук *В. Е. Асрибеков* (зам. главного редактора),  
канд. физ.-мат. наук *О. М. Атаев*, д-р физ.-мат. наук *А. М. Афанасьев*,  
д-р физ.-мат. наук *С. А. Ахманов*, канд. физ.-мат. наук *О. Н. Бокша*,  
чл.-корр. АН СССР *Ф. В. Бункин*,

*Н. В. Илларионов* (ученый секретарь редколлегии),  
д-р физ.-мат. наук *А. И. Карчевский*, д-р физ.-мат. наук *Б. С. Непорент*,  
чл.-корр. АН СССР *Л. Б. Окунь*, канд. физ.-мат. наук *Я. А. Пяста*,  
д-р физ.-мат. наук *В. Б. Сандомирский*,  
чл.-корр. АН СССР *В. Д. Шафранов*



## ОТ РЕДАКТОРА

В отличие от первых двух томов серии ИНТ «Физика плазмы», посвященных непосредственно управляемому термоядерному синтезу, настоящий том состоит из обзоров по более общим разделам физики плазмы как фундаментального, так и прикладного направления. Общим для этих обзоров является то, что рассматриваемые в них проблемы связаны с элементарными актами взаимодействия частиц, входящих в состав плазмы, друг с другом или с атомами твердого тела.

Том открывается обзором «Атомные процессы в плазме», написанном докторами физико-математических наук В. С. Лисицей и В. И. Коганом. Атомные процессы всегда были основным элементом физики ионизованного газа. В обзоре отражена та их специфика, которая возникает при достигнутых в термоядерных установках температурах киловольтного масштаба.

Следующий обзор «Плазма для лазеров» посвящен относительно молодому направлению в физике плазмы — проблеме создания мощных источников световых пучков на основе плазменных сред. Обсуждаются возможности и перспектива использования для «накачки» лазера, т. е. создания инверсной заселенности энергетических уровней атомов, ионов, молекул в плазме, мощных источников энергии — пучков заряженных частиц. Обзор написан одним из зачинателей описываемого научного направления доктором физико-математических наук С. И. Яковленко.

Третий обзор «Взаимодействие плазмы с поверхностями», написанный одним из ведущих специалистов в этой области доктором физико-математических наук Ю. В. Мартыненко, отражает быстрое развитие исследований по воздействию энергичных частиц на поверхность тел. Интерес к этой области связан с важными практическими применениями. В проблеме управляемого термоядерного синтеза это вопрос о выборе материала первой стенки реактора.

С процессами возбуждения атомов и молекул в плазме связана тема статьи доктора физико-математических наук руководителя лаборатории А. А. Иванова «Неравновесная плазма для химии». Речь идёт об эффективных методах создания высокотемпературной среды — плазмы с энергичными электронами — обеспечивающей проведение ряда практически важных

плазмохимических реакций. Рассматриваются также способы выделения продуктов реакции из плазмы.

В конце сборника помещена, предназначавшаяся для 2-го тома, статья по неоклассическим переносам в токамаке. Теория неоклассических переносов, основы которой заложили А. А. Галеев и Р. З. Сагдеев, является одним из узловых пунктов современной теории высокотемпературной плазмы. Поэтому статья «Теория процессов переноса в магнитных ловушках», написанная доктором физико-математических наук Л. М. Коврижных, который внёс значительный вклад в развитие этой теории, представит безусловный интерес для большинства читателей.

Как и первые выпуски настоящей серии, этот том будет полезен как для ознакомления с рассматриваемыми проблемами, так и для использования в работе специалистами.

Для справок приведем здесь содержание первых выпусков.

Том 1. Часть 1

*В. С. Муховатов.* Токамаки

*В. А. Чуянов.* Адиабатические магнитные ловушки

*Н. Г. Ковальский.* Лазерный термоядерный синтез

*Н. Н. Семашко.* Инжекторы быстрых атомов

Том 1. Часть 2

*М. В. Бабыкин.* Электронный термоядерный синтез

*В. В. Аликаев.* ВЧ и СВЧ методы нагрева плазмы

Том 2.

*М. С. Рабинович.* Экспериментальные исследования на стеллараторах.

*В. А. Бурцев, В. А. Грибков, Т. И. Филиппова.* Высокотемпературные пинчевые образования

*В. И. Пистуневич, Г. Е. Шаталов.* Термоядерный реактор на основе токамака

*Ю. Н. Днестровский, Д. П. Костомаров.* Вычислительные методы в физике плазмы

В. Д. Шафранов

## АТОМНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ

В. С. Лисица, В. И. Коган

## ОГЛАВЛЕНИЕ

1. Введение	5
2. Структура атомов и ионов. Атом во внешних полях	8
2.1. Энергетическая структура	8
2.2. Воздействие внешних полей на атом	11
3. Вероятности и сечения элементарных процессов	15
3.1. Ионизация многозарядных ионов электронами	15
3.2. Возбуждение многозарядных ионов электронами	18
3.3. Диелектронная рекомбинация	23
3.4. Процессы перезарядки	28
3.4.1. Резонансная перезарядка	28
3.4.2. Перезарядка атомарного водорода на многозарядных ионах	29
3.4.3. Двухэлектронная перезарядка	33
4. Интенсивность и форма спектральных линий	34
4.1. Интенсивности линий многозарядных ионов	34
4.1.1. Резонансные линии и их сателлиты	34
4.1.2. Автоионизационные линии	36
4.1.3. Запрещенные магнитно-дипольные ( $M1$ ) переходы	36
4.2. Форма спектров $K_{\alpha}$ — линий в плазме	36
4.3. Механизмы уширения линий в плазме	38
4.3.1. Допплеровское уширение	38
4.3.2. Штарковское уширение	40
4.3.3. Турбулентное уширение	44
4.4. Образование запрещенных линий	46
4.4.1. Запрещенные линии He. Время жизни метастабильных уровней	46
4.4.2. Плазменные сателлиты	46
5. Роль элементарных процессов в диагностике плазмы	47
5.1. Линейчатое изучение многозарядных ионов	47
5.1.1. Линии $K_{\alpha}$ тяжелых примесей в плазме токамака	47
5.1.2. $M1$ -линии в плазме токамака	49
5.2. Тормозное и рекомбинационное излучение	49
5.3. Линейчатое излучение нейтральных атомов	51
5.4. Лазерная флуоресценция в плазме	52
5.5. Лазерное рассеяние на электронах	52
5.6. Определение концентрации примесей в плазме методом инъекции быстрых нейтралов	53

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая статья представляет собой первую часть обзора, посвященного атомным и радиационным процессам в горячей плазме. Ее основная цель состоит в том, чтобы дать физику — неспециалисту в рассматриваемой области достаточно ясное представление о круге проблем атомной физики, играю-

щих существенную роль в современных исследованиях плазмы. Заметное внимание уделено конкретным применениям результатов атомной физики в диагностике горячей плазмы.

Атомные процессы в плазме характеризуются чрезвычайным разнообразием, что в свою очередь обусловлено широкой диапозона температур и плотностей, для которого реализуется плазменное состояние вещества. Ниже мы остановимся на характеристике атомных процессов для газообразной плазмы с достаточно высокой температурой, низкой плотностью и сравнительно простым химическим составом, которая представляет интерес для лабораторных исследований по проблеме управляемого термоядерного синтеза, а также для диагностики астрофизической плазмы (в первую очередь, плазмы Солнца).

Следует указать, что атомные процессы в плазме образуют сравнительно самостоятельный круг явлений, не связанный непосредственно с коллективными свойствами самой плазмы. Это обусловлено тем, что характерные частоты и пространственные масштабы атомных явлений, как правило, значительно больше частот и, соответственно, меньше характерных размеров собственных движений плазменной среды.

Действительно, частота обращения электрона по орбите в многозарядном ионе с потенциалом ионизации  $I$  порядка температуры плазмы  $T$  на много порядков превышает плазменную частоту  $\omega_p$  ( $T \gg \hbar \omega_p$ ). Их отношение равно, как нетрудно сообразить, отношению дебаевской длины  $\rho_D \sim v/\omega_p$  к длине волны де-Бройля  $\hbar$ , которое, очевидно, весьма велико. Более того, резкое различие частот (и масштабов) внутриатомного и коллективного движений вообще является условиями идеальности и невырожденности плазмы, отвечающими неравенствам  $\rho_D \gg N^{-1/3} \gg \hbar$  ( $N$  — плотность плазмы).

Представим себе некоторый объем внутри водородной плазмы, характеризуемый определенной температурой  $T$ , концентрацией электронов  $N_e$ , протонов (или дейтронов)  $N_p$ , а также тяжелых ионов  $N_Z$ , присутствующих в плазме в качестве примесей. Такая ситуация типична для плазмы термоядерных установок типа «Токамак», а также для плазмы Солнца. Установление самих параметров  $T$ ,  $N_p$ ,  $N_e$ ,  $N_Z$  в плазме связано со сложным комплексом процессов нагрева среды вследствие термоядерной реакции (а также, возможно, и внешних источников), теплопроводности, диффузии, излучения и поглощения света и др. Ниже мы не будем касаться всего этого комплекса процессов, а примем параметры  $T$  и  $N$  заданными, постоянными во времени и однородными в пространстве. Температуру всех частиц среды будем считать, для простоты, одинаковой (и равной  $T$ ).

Роль атомных процессов в рамках рассматриваемой модели сводится к следующему. Внутри объема плазмы протекает термоядерная реакция, приводящая к выделению энергии в виде

образующихся энергичных ( $E \approx 3,5$  МэВ)  $\alpha$ -частиц. Эти частицы путем кулоновских столкновений передают свою энергию частицам плазмы (ионам и электронам). Одновременно частицы плазмы теряют энергию вследствие разнообразных механизмов излучения. Баланс этих процессов определяет характерное энергетическое время жизни  $\tau_E$ , фигурирующее в известном критерии Лоусона, см. [1]. Отметим, что сечения ядерных процессов очень малы, тогда как сечения процессов, приводящих к излучению, существенно больше. Однако, хотя столкновения, приводящие к термоядерному выделению энергии, происходят чрезвычайно редко, величина выделяемой здесь энергии столь велика, что может компенсировать гораздо более частые столкновения, сопровождающиеся радиационными потерями энергии.

Проблема потери энергии плазмой вследствие излучения наряду с проблемой удержания вещества представлялась (особенно на первых этапах исследований) одной из центральных проблем на пути реализации управляемого термоядерного синтеза. Особая роль излучения обусловлена тем, что оно, в отличие от частиц вещества, в конечном итоге выходит из системы, унося с собой как энергию плазмы, так и информацию о ее состоянии. Характер выхода излучения из среды зависит, в свою очередь, от состояния плазменного вещества, определяющегося характером протекающих в нем атомных процессов. Таким образом, в плазме имеет место сильное взаимовлияние вещества на излучение и излучения на вещество. Характер этого взаимовлияния при данных параметрах плазмы (температуре, плотности, химическом составе и т. п.) зависит от вероятностей (сечений) довольно большого числа элементарных атомных процессов столкновения и излучения.

Специфика атомных процессов в плазме обычно обусловлена высокой температурой среды при ее сравнительно низкой плотности. В этих условиях степень возбуждения среды весьма высока и число связанных электронов даже у ионов с большим зарядом ядра,  $Z \gg 1$ , мало. Поэтому характер взаимодействия частиц близок к кулоновскому, и многие из атомных процессов можно описать на классической основе. Последнее обусловлено тем, что кулоновское взаимодействие малочувствительно к квантовому характеру движения — факт, наиболее известным выражением которого является выпадение квантовой поправки из формулы Резерфорда для сечения кулоновского рассеяния.

Ввиду большого разнообразия рассматриваемого круга вопросов в настоящем обзоре мы ограничились качественным описанием физических основ явлений и указанием на современные связанные с ними проблемы. При этом мы прибегаем к ссылкам в основном на обзорные статьи и монографии, поскольку нет никакой возможности привести сколько-нибудь полную библиографию даже по небольшой части рассматриваемых вопросов. Соответственно, литературные ссылки не носят приоритет-

ного характера. Более подробную информацию читатель может получить из монографии [2], сборника «Физика атомных столкновений и спектроскопия плазмы», Труды ФИАН, «Наука» 1980, т. 119, сборника «Вопросы теории плазмы», Энергоиздат, 1982, вып. 12, монографий [3, 4], а также недавних обзоров [5, 6] и серии обзоров, опубликованных в журнале «*Physica Scripta*», 1981, т. 23, № 2, т. 24 № 4. На эти источники мы будем неоднократно ссылаться в дальнейшем при изложении конкретных вопросов. Подробная библиография по атомным данным содержится в выпусках Национального бюро стандартов США (NBS).

В обзоре нередко без специальной оговорки используется атомная система единиц:  $e = \hbar = m = 1$ . Напомним, что в этой системе единицей длины является  $\hbar^2/me^2 = 0,53 \cdot 10^{-8}$  см, единицей энергии —  $me^4/\hbar^2 = 27,2$  эВ, единицей скорости процесса ( $v\sigma$ ) —  $6,1 \cdot 10^{-9}$  см<sup>3</sup>·с<sup>-1</sup> и т. д.

Кроме того используются некоторые сокращения: метод КБО — Кулона-Борна-Оппенгеймера, ДР — диэлектронная рекомбинация, ТИ — тормозное излучение, E1, M1 — электрические и магнитно-дипольные переходы, ВЧ, НЧ-высоко- и низкочастотные колебания, H-, He-, Li (водородо-, гелие-, литие-) и т. д. подобные ионы.

## 2. СТРУКТУРА АТОМОВ И ИОНОВ. АТОМ ВО ВНЕШНИХ ПОЛЯХ

### 2.1. Энергетическая структура

Энергетическая структура многозарядных ионов, образующихся в плазме, близка к водородоподобной. Действительно, если число  $N$  электронов, оставшихся у иона, гораздо меньше заряда ядра  $Z$ , то основную роль играет взаимодействие электронов с ядром. Взаимодействие же электронов друг с другом  $V_{ee} \sim 1/r_{12}$  ( $r_{12}$  — расстояние между электронами) относительно мало. Поэтому энергия  $E_n$  уровня с данным главным квантовым числом  $n$  дается известной формулой

$$E_n = -Z^2 R_y / n^2. \quad (1)$$

Взаимодействие электронов  $V_{ee}$  приводит к снятию кулоновского вырождения уровня с данным  $n$  и его расщеплению на отдельные подуровни  $\Delta E_{nl}$ . Поскольку размер орбиты электронов в поле ядра порядка  $Z^{-1}a_0$  ( $a_0$  — боровский радиус), то это расщепление оказывается порядка  $ZR_y$ , так что

$$\Delta E_{nl} \sim ZR_y. \quad (2)$$

Можно вычислить и дальнейшие члены разложения по параметру  $Z^{-1}$ , см. [4, 7].

Важно различать атомы, обладающие и не обладающие дипольно разрешенными переходами внутри уровня  $n$ , отвечающего основному состоянию иона (переходы с  $\Delta l = 0$ ). Так, ионы с



одним или двумя электронами (H- и He-подобные) имеют в качестве основного состояния  $1s$ -оболочку, и, очевидно, не обладают переходами с  $\Delta n=0$ . Но уже Li-подобные ионы (оболочка  $1s^2 2s$ ) имеют переходы внутри уровня  $n=2$  ( $2s-2p$ ). Такие переходы возможны вплоть до заполнения  $2s$ ,  $2p$ -оболочки, реализующегося у Ne-подобных ионов (напр., Fe XVI). В дальнейшем ситуация повторяется.

С увеличением заряда иона  $Z_i = Z - N$  все большую роль в энергетической структуре и электронных переходах ионов начинают играть эффекты, значение которых для оптических переходов нейтральных атомов, как правило, невелико. Так, для ионов с небольшим  $Z_i$ , волновая функция хорошо описывается в приближении  $L-S$  связи. С ростом  $Z_i$ , однако, взаимодействие спин-орбита резко возрастает и все большую роль приобретает  $j-j$  связь [3, 4, 8—11]. Практически при  $Z_i \geq 10$  приходится иметь дело с промежуточным типом связи.

Увеличение с ростом  $Z$   $L-S$  взаимодействия (а также релятивистских эффектов) выражается в резком возрастании величины  $\Delta E_{тс}$  тонкой структуры уровней [12]:

$$\Delta E_{тс} \sim Z^4 \alpha^2 R y \quad (3)$$

( $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$  — постоянная тонкой структуры).

Одновременно резко увеличивается величина лэмбовского сдвига уровней, который для водородоподобных ионов изменяется по закону:

$$\Delta E_L \sim Z^4 \alpha^3 f(Z, \alpha), \quad (4)$$

где  $f$  — медленно меняющаяся функция, рассчитанная в ряде работ, см. [13, 14].

Отметим, что, в отличие от нейтральных атомов, тонкая структура линий многозарядных ионов попадает в видимую и даже ультрафиолетовую область спектра уже для зарядов  $Z_i \sim 10 \div 20$ . Например, переходу  $^2D_{3/2} - ^2D_{5/2}$  в ионе Fe XX, использовавшемся для определения нагрева тяжелых частиц в токамаке PLT [15], отвечает длина волны  $\lambda = 2665 \text{ \AA}$ .

При  $Z_i \sim 30$  даже лэмбовский сдвиг водородоподобного уровня  $2s_{1/2}$  попадает в видимую область спектра. Определение  $\Delta E_L$  для  $Z_i \gg 1$  играет важную роль в проверке выводов квантовой электродинамики [12—14].

В основе современных расчетов спектров многозарядных ионов лежат два основных подхода. Первый основан на методе Хартри-Фока, см. [3], второй — на использовании теории возмущений по параметру  $1/Z$ , см. [4, 7]. Метод Хартри-Фока позволяет рассчитывать спектры ионов с достаточно сложным электронным остовом. В то же время, в рамках этого метода достаточно трудоемок учет взаимодействия электронных конфигураций и релятивистских эффектов, рассчитываемых, обычно, по теории возмущений в приближении Паули [3, 10]. Раз-

ложение по параметру  $1/Z$ , напротив, более удобно для учета указанных эффектов, однако оно успешно применяется лишь для ионов с небольшим числом электронов. Практически для расчетов спектров используются оба подхода, в целом неплохо согласующиеся друг с другом [10]. Следует, однако, указать, что в настоящее время не существует единого общепринятого алгоритма расчета спектров сложных ионов, который приводил бы к результату с предписанной степенью точности. Даже те расчетные схемы, которые основаны на одном и том же методе Хартри-Фока, отличаются друг от друга степенью и характером учета корреляционных, релятивистских эффектов и т. п., подробнее см. [10].

**Вероятности радиационных переходов** в многозарядных ионах также резко возрастают с ростом  $Z$ , причем все большую роль приобретают переходы, запрещенные правилами отбора при малых  $Z$ . Так, радиационная ширина  $\gamma$  для дипольно разрешенных ( $E1$ ) переходов пропорциональна фактору  $Z^4$  ( $\gamma_0$  — ширина уровня в атоме водорода):

$$\gamma_{E1} \sim Z^4 \gamma_0. \quad (5)$$

Это легко понять, учитывая, что для дипольного излучения  $\gamma \propto \omega^3 |\mathbf{d}_{12}|^2$  ( $\hbar\omega$  — энергия,  $\mathbf{d}_{12}$  — дипольный момент перехода), а  $\omega \propto Z^2$  и  $\mathbf{d}_{12} \propto Z^{-1}$ .

В силу нарушения приближения  $L-S$  связи, указанного выше, резко возрастает интенсивность запрещенных линий, в частности, интенсивность переходов с изменением спина  $S$  (поскольку  $S$  уже не является «хорошим» квантовым числом). Именно это обстоятельство является причиной возникновения большого числа линий вблизи основных ( $E1$ ) переходов, наблюдаемых в термоядерной плазме, см. § 5.1.

Особую роль играют магнитно-дипольные ( $M1$ ) переходы между компонентами тонкой структуры многозарядных ионов. Интенсивность таких (а также в некоторых случаях и квадрупольных ( $E2$ )) переходов при  $Z \sim 20$  возрастает настолько, что становится наблюдаемой не только в астрофизических условиях, но и в лабораторной плазме [15]. Например, вероятность указанного выше  $M1$  перехода  $\lambda = 2665 \text{ \AA}$  составляет  $\gamma \approx 570 \text{ с}^{-1}$ , что оказалось достаточным для его регистрации в плазме токамака PLT [15].

Отметим, наконец, что с ростом  $Z$  возрастают вероятности двухфотонных переходов. Например, ширина распада  $2s-1s$  в  $H$ -подобном ионе равна [16]:

$$\gamma = (8,2283 \pm 0,0001) Z^6 \text{ (с}^{-1}\text{)}, \quad (6)$$

что для  $Z \sim 20$  уже сравнимо с шириной разрешенного  $2p-1s$  распада в нейтральном водороде.

Подробные расчеты энергетических спектров и вероятностей радиационных переходов в многозарядных ионах, а также ссылки на оригинальные работы можно найти в [3, 4, 8—11].

**Автоионизационные уровни.** В условиях высокотемпературной плазмы важную роль играют дважды возбужденные (автоионизационные) уровни многозарядных ионов. Энергия возбуждения этих уровней оказывается выше потенциала ионизации, так что автоионизационный уровень «лежит» на фоне непрерывного спектра иона. Простейшим примером автоионизационных уровней являются уровни двухэлектронной системы — He-подобного иона. Обычный энергетический спектр He-подобного иона есть спектр возбуждения одного из его электронов, отвечающий конфигурации  $1snl$ . Если возбудить оба электрона (т. е. создать конфигурацию типа  $2s2p$ ), то энергия этого состояния окажется выше потенциала (одноэлектронной) ионизации. Для таких состояний оказывается возможным т. н. автоионизационный распад; один из электронов переходит в основное состояние, а другой — вылетает в непрерывный спектр. Возможность такого распада приводит к тому, что автоионизационный уровень даже в отсутствие взаимодействия с излучением обладает конечной автоионизационной шириной  $\Gamma_A$ . Ширина  $\Gamma_A$  определяется взаимодействием электронов друг с другом и может заметно превосходить ширину радиационного распада. Ширина  $\Gamma_A$  слабо зависит от заряда иона  $Z$ , и быстро спадает с увеличением главного квантового числа  $n$  одного из возбужденных электронов ( $\Gamma_A \propto n^{-3}$ ). Для ориентировки укажем, что, например, для Li-подобного иона Fe XXIV ширина автоионизационного уровня  $2s2p$  составляет  $\Gamma_A \sim 10^{14} \text{ с}^{-1}$ . Расчеты автоионизационных ширин He-, Li- и Be-подобных ионов проведены в [9].

## 2.2. Воздействие внешних полей на атом

Атом в плазме подвергается, как правило, воздействию внешних электрических и магнитных полей, создаваемых как внешними источниками, так и самими частицами плазмы. Эти поля могут заметно влиять на спектр излучения атомов, что, в свою очередь, может служить основой диагностики плазменной среды. Ниже мы остановимся, в основном, на простейших атомах водорода и гелия, играющих важную роль для плазменной диагностики.

Воздействие постоянного электрического поля  $F$  на атом вызывает, как известно, эффект Штарка, проявляющийся в расщеплении излучаемой линии на отдельные штарковские компоненты. Это расщепление обусловлено взаимодействием дипольного момента атома  $d$  с полем  $F$ :

$$V = -dF. \quad (7)$$

У атомов, отличных от водорода, не существует состояний с постоянным дипольным моментом, последний появляется лишь при наложении поля вследствие поляризации атома. Поэтому

сама величина  $d$  оказывается пропорциональной полю  $F$ , так что энергетический сдвиг  $\Delta E_{\text{шт}}$  уровней квадратичен по полю — квадратичный штарк-эффект:

$$\Delta E_{\text{шт}} = \frac{C_4}{e} F^2, \quad (8)$$

где величина  $C_4$  называется постоянной квадратичного штарк-эффекта и зависит от поляризуемости данного атомного состояния. Грубую оценку величины  $C_4$  можно получить по формуле:

$$C_4 \sim \frac{|\mathbf{d}_{12}|^2}{\Delta E_{12}} \sim \frac{n^4 (ea_0)^2}{Z^2 \Delta E_{12}}, \quad (9)$$

где  $\mathbf{d}_{12}$  — матричный элемент дипольного момента (величина порядка  $n^2 ea_0$ , где  $n$  — главное квантовое число уровня),  $\Delta E_{12}$  — расстояние до ближайшего (возмущающего) уровня, вызывающего поляризацию.

Для атома водорода, в силу специфических свойств кулоновского вырождения, существуют такие состояния, в которых (средняя) величина дипольного момента  $\langle \mathbf{d} \rangle$  отлична от нуля. Эти состояния называются параболическими и характеризуются т. н. параболическими квантовыми числами  $n_1, n_2, |m|$ . Поэтому эффект Штарка для водорода оказывается линейным по величине поля  $F$ :

$$\Delta E_{\text{шт}} = C_2 F / e, \quad C_2 = \frac{3}{2} n (n_1 - n_2) \frac{\hbar}{m}. \quad (10)$$

Видно, что величина штарковского расщепления быстро растет с ростом  $n$  ( $C_2 \sim n^2$ ).

Магнитное поле  $\mathbf{B}$  взаимодействует с магнитным моментом атома  $\mu$  ( $V = -\mu \mathbf{B}$ ) и вызывает, как известно, зеемановское расщепление уровней атома. В простейшем случае бесспинового атома величина  $\mu$  пропорциональна орбитальному моменту атома  $L$  ( $\mu = \mu_0 L$ ,  $\mu_0 = \frac{e\hbar}{2mc}$  — магнетон Бора) и уровни оказываются расщепленными по проекции момента  $m$ :

$$\Delta E_3 = -\mu_0 B m. \quad (11)$$

Любопытный эффект возникает в связи с расщеплением уровней водородного атома при одновременном воздействии на него электрического и магнитного полей. В этом случае оказывается, что у атома имеются определенные направления квантования  $\omega_{1,2}$ , определяющиеся векторной суммой и разностью электрического и магнитного полей:

$$\omega_{1,2} = \frac{\mu_0 \mathbf{B}}{\hbar} \mp \frac{3}{2} \frac{n e a_0}{\hbar} \mathbf{F}. \quad (12)$$

Характер спектра отвечает расщеплению уровня с данным  $n$  на отдельные подуровни, разделенные частотами  $|\omega_{1,2}|$ . В частном случае взаимно перпендикулярных полей  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  рас-

щепление энергии  $\Delta E_{\text{ш-з}}$  — имеет вид [17]:

$$\begin{aligned} \Delta E_{\text{ш-з}} &= \hbar(n' + n'') |\omega_{1,2}| = \\ &= \hbar(n' + n'') \sqrt{\frac{\mu_0^2 B^2}{\hbar^2} + \frac{9}{4} \frac{n^2 e^2 a_0^2}{\hbar^2} F^2}, \end{aligned} \quad (13)$$

где квантовые числа  $n'$  и  $n''$  принимают независимо полуцелые значения  $-\frac{n-1}{2} \leq n', n'' \leq \frac{n-1}{2}$ .

По мере уменьшения величины  $B$  атом начинает «квантоваться» вдоль поля  $F$  и мы возвращаемся к линейному штарк-эффекту (10). Напротив, при уменьшении электрического поля  $F$  атом квантуется по магнитному полю и расщепление энергии совпадает с зеemanовским (11).

Воздействие электрического поля  $F$  на невозбудные атомы приводит помимо квадратичного штарк-эффекта (8), к изменению волновых функций атомных состояний. Это обстоятельство приводит, в свою очередь, к появлению в атомных спектрах новых («запрещенных») линий, играющих важную роль в диагностике плазмы. Действительно, рассмотрим, например, переходы между  $d$  и  $p$  возбужденными состояниями атома гелия. В отсутствие поля  $F$  переходы  $d-p$  разрешены, а дипольные переходы  $f-p$  запрещены правилами отбора. Однако, при наложении на атом поля  $F$  волновая функция  $\Psi_f$  уровня  $f$  приобретает малую добавку («примесь»)  $d$ -состояния:

$$\Psi_f \simeq \Psi_f^0 + (d_{fd} F / \Delta E_{fd}) \Psi_d^0, \quad (14)$$

где  $\Delta E_{fd}$  — расстояние между невозмущенными  $d$  и  $f$ -уровнями,  $d_{fd} F$  — матричный элемент взаимодействия дипольного момента атома  $d$  с полем  $F$ . Ясно, что появление у  $f$ -состояния примеси  $d$ -состояния приведет к появлению дополнительной линии на частоте запрещенного  $f-p$ -перехода, интенсивность которой определяется малым фактором  $|d_{fd} F / \Delta E_{fd}|^2$ . Величина этой интенсивности является, очевидно, мерой величины постоянных электрических полей, действующих на атом в плазме.

Помимо постоянных полей на атом в плазме действуют также периодические электрические поля плазменных (например, ленгмюровских) колебаний  $E_p(t) = E_p^0 \cos \Omega_p t$ . Это воздействие приводит к возникновению плазменных спутников спектральных линий, наблюдение которых позволяет диагностировать интенсивность плазменных колебаний. Возникновение таких спутников легко понять на приведенном выше примере  $f$ - и  $p$ -состояний гелия. Действительно, элементарные соображения теории возмущений [18—20] показывают, что волновая

функция  $f$ -уровня в поле  $E_p(t)$  имеет вид:

$$\Psi_f(t) \approx e^{iE_f t/\hbar} \left[ \Psi_f^0 + \frac{d_{fd} E_p^0}{2} \left( \frac{e^{+i\Omega_p t}}{\Delta E_{fd} + \Omega_p} + \frac{e^{-i\Omega_p t}}{\Delta E_{fd} - \Omega_p} \right) \Psi_d^0 \right]. \quad (15)$$

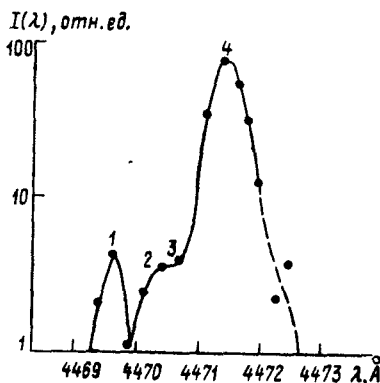


Рис. 1. Плазменные сателлиты линии HeI 4471 Å в плазме с параметрами  $N_e \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \approx 1 \text{ эВ}$  [21].

1 — «дальний сателлит», 2 — запрещенная линия, 3 — «ближний» сателлит, 4 — разрешенная линия

Из (15) видно, что наличие дополнительных колебаний амплитуды атомного состояния с частотами  $\pm \Omega_p$  приводит к появлению вблизи запрещенной компоненты двух сателлитов, смещенных на расстояния  $\pm \Omega_p$ . Этот эффект во многом аналогичен комбинационному рассеянию. На рис. 1 показан экспериментально наблюдаемый плазменный сателлит [21] на переходах  $4^3D-2^3P$  атома гелия в плазме с параметрами  $N_e = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \approx 1 \text{ эВ}$ .

Воздействие периодических полей  $E_p(t)$  на водородный атом обладает спецификой, связанной с наличием у него постоянного дипольного момента. Ясно, что волновая функция воз-

бужденного состояния атома водорода испытывает дополнительные периодические колебания:

$$\Psi_H(t) \propto \exp \left[ i \frac{C_2}{e\hbar\Omega_p} E_p^0 \cos \Omega_p t \right], \quad (16)$$

разложение которых в ряд Фурье приводит к спектру излучения, состоящему из отдельных сателлитов, отстоящих на величины  $\pm k\Omega_p$  ( $k=1, 2, \dots$ ) — т.н. спектр Блохинцева [22]. Интенсивность этих сателлитов определяется отношением  $\varepsilon = C_2 E_p^0 / e\hbar\Omega_p$ . При  $\varepsilon \gg 1$  ( $\Omega_p \rightarrow 0$ ) ситуация приближается к линейному штарк-эффекту, а при  $\varepsilon \ll 1$  ( $\Omega_p \rightarrow \infty$ ) интенсивности сателлитов резко убывают с увеличением их номера  $k$ .

В общем случае водородный атом в плазме находится под воздействием как низкочастотных (НЧ), так и высокочастотных (ВЧ) электрических полей. НЧ-колебания связаны, как правило, с ионной компонентой плазмы, а ВЧ — с электронной компонентой. Электрические поля ионов расщепляют линию на отдельные штарковские компоненты, а электронные ВЧ-колебания приводят к возникновению всевозможных комбинационных частот и сателлитов линий. В результате общий вид спектра атома приобретает весьма сложный (и, нередко, запутанный) характер, изобилующий многочисленными максимумами и минимумами. Для иллюстрации на рис. 2 приведен расчетный контур во-

дородной линии  $H_\alpha$  в статическом электрическом поле  $E_s = E_s^0 \cos \Omega_s t$  и динамическом поле  $E_D = E_D^0 \cos \Omega_D t$  ( $\Omega_D \gg \Omega_s$ ), см. [23]. Аналогичный сложный вид спектров часто наблюдается на эксперименте в плазме с развитой турбулентностью [23]. В работе [24] предложены аналитические модели расчета сложных спектров типа представленного на рис. 2, неплохо согласующиеся с численными данными [23].

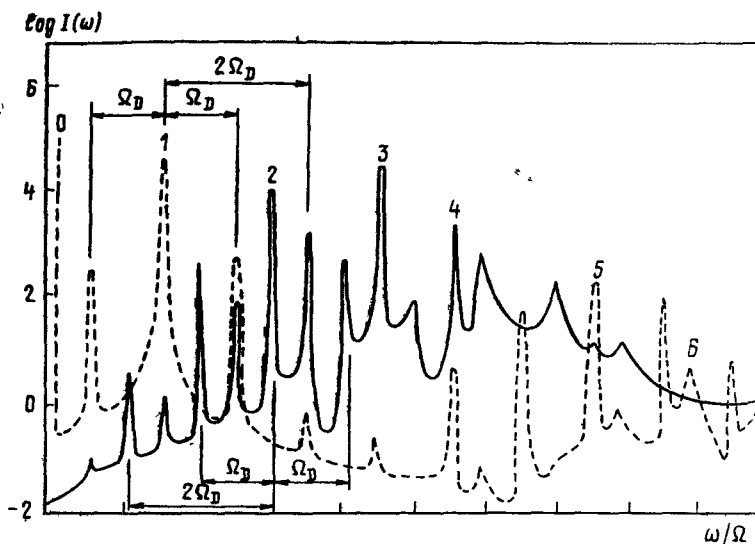


Рис. 2. Структура линии  $H_\alpha$  в параллельных НЧ ( $S_{II}=1,5$ ) и ВЧ ( $D_{II}=0,2$ ) полях [23]:

$E_{\parallel, \perp}^s = E_\omega S_{\parallel, \perp}$ ;  $E D_{\parallel, \perp} = E_\omega D_{\parallel, \perp}$  — амплитуды НЧ и ВЧ полей в единицах  $E_\omega = \frac{2}{3} \hbar \Omega_D / e a_0$ ; сплошные линии —  $\pi$ -компоненты, пунктирные —  $\sigma$ -компоненты (цифрами обозначены положения компонент в отсутствие динамического поля)

### 3. ВЕРОЯТНОСТИ И СЕЧЕНИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ПРОЦЕССОВ

#### 3.1. Ионизация многозарядных ионов электронами

Ионизация электронным ударом является основным процессом образования многозарядных ионов в термоядерной плазме. Простейшую оценку величины сечения ионизации  $\sigma_i(E)$  дает формула Томсона [25], основанная на классическом вычислении передачи энергии при кулоновских столкновениях между электронами:

$$\sigma_i(E) = 6,5 \cdot 10^{-14} \sum_j \frac{N_j}{I_j E} \left(1 - \frac{I_j}{E}\right) \text{ см}^2, \quad (17)$$

где  $E$  — энергия налетающего электрона,  $I_j$  — потенциал ионизации,  $N_j$  — число электронов в данной оболочке (эквивалентных электронов).

Формула (17) дает правильный порядок величины сечения в области  $E \sim I_j$ , асимптотика же  $\sigma_i(E)$  при  $E \rightarrow \infty$  оказывается неточной. В действительности, асимптотический закон поведения сечения, следующий из квантовомеханических расчетов [26], имеет вид  $\ln E/E$ . Модификация формулы (17), обеспечивающая правильное асимптотическое поведение сечения, была предложена Лотцем [27]:

$$\sigma_i(E) = 4,5 \cdot 10^{-14} \sum_j \frac{N_j}{I_j E} \ln(E/I_j) \text{ см}^2. \quad (18)$$

Несмотря на дальнейшее развитие численных методов расчета сечений ионизации формула Лотца остается одним из наиболее надежных приближений к эксперименту.

Широко используемая в плазменных приложениях скорость ионизации  $K_i = \langle v \sigma_i(E) \rangle$ , получаемая путем усреднения сечения (18) по максвелловскому распределению, имеет вид [27]

$$K_i = \langle v \sigma_i(E) \rangle = 3 \cdot 10^{-6} \sum_j \frac{N_j}{I_j \sqrt{kT}} \text{Ei} \left( \frac{I_j}{kT} \right) \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}, \quad (19)$$

где  $kT$  — температура электронов в эв,  $\text{Ei}$  — интегральная экспонента.

На рис. 3 из [28] показана зависимость  $K_i$  от температуры  $T_e$  для иона Fe XXIII.

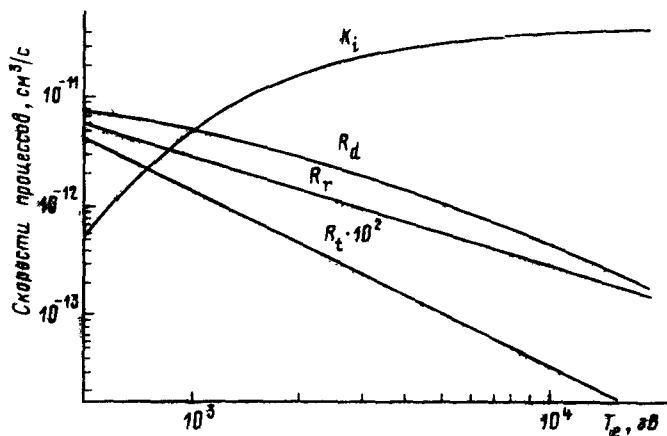


Рис. 3. Зависимость скоростей ионизации ( $K_i$ ) и различного типа рекомбинации ( $R_d$  — диэлектронной,  $R_r$  — фото,  $R_t$  — трехчастичной) от  $T_e$  для иона FeXXIII



На рис. 4, взятом из обзора [29], приведены данные Л. Джонса для отношения экспериментально наблюдаемой скорости ионизации для ряда ионов к результату Лотца (19). Видно, что большинство экспериментальных данных отличается от (19) не более, чем в два раза. Из последних экспериментальных данных отметим данные [30]. Более подробная библиография содержится в обзорах [6, 29].

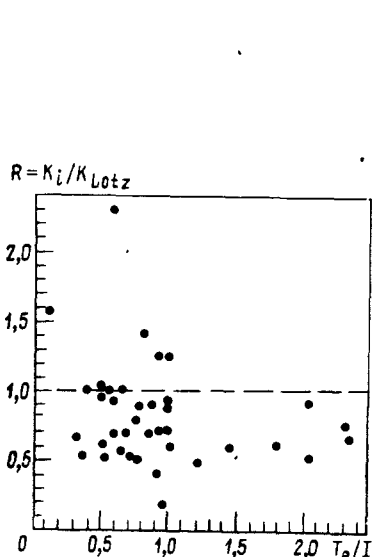


Рис. 4. Отношение  $R \equiv K_i / K_{Lotz}$  экспериментально измеренной скорости ионизации к формуле Лотца для различных ионов в зависимости от  $T_e$  (данные Л. Джонса по обзору [29]) для ионов BIV, CIV—V, NV, OV—VI, FVII, Ne VI—VIII, Ar VIII, Fe VIII—XII, Mo XXXI—XXXII

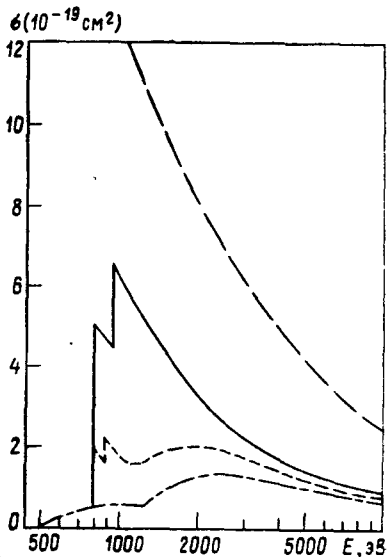


Рис. 5. Сечение ионизации иона  $Fe^{+15}$ :  
 ————— формула Лотца; — кулон-борновские расчеты Бейли,  
 ————— формула Бете, ——— расчеты Кована-Манна (по обзору [29])

В последние годы большое внимание уделяется изучению нового канала ионизации через возбуждение уровней с их последующей автоионизацией, см. [29, 31]. Суть процесса ионизации через возбуждение автоионизационных уровней легко понять на примере иона  $Fe^{+15}$ , обладающего натриеподобной оболочкой  $1s^2 2s^2 2p^6 3s$ . Помимо прямой ионизации  $3s$ -электрона, возможно возбуждение внутреннего  $2p$ -электрона на  $3d$ -оболочку с образованием автоионизационного состояния  $1s^2 2s^2 2p^5 3s 3d$ ; развал этого состояния, приводящий к заполнению «дырки» в  $2p$ -оболочке и выбросу электрона в непрерывный спектр, и является, очевидно, дополнительным каналом ионизации.

На рис. 5 из обзора [29] приведены результаты различных теоретических расчетов сечений ионизации иона  $\text{Fe}^{+15}$  с учетом возбуждения автоионизационных уровней в сравнении с формулой Лотца. Видно, что учет ионизации через возбуждение автоионизационных уровней может изменить сечения вплоть до порядка величины. Вместе с тем, видно значительное расхождение теоретических расчетов между собой. Поэтому, вслед за [29], можно констатировать, что насущной задачей в изучении явления ионизации (как теоретическом, так и экспериментальном) является не столько уточнение сечений прямой ионизации, сколько исследование роли ионизации через возбуждение автоионизационных состояний.

### 3.2. Возбуждение многозарядных ионов электронами

Процесс возбуждения состоит в том, что свободный электрон плазмы с энергией  $E$  передает связанному электрону часть своей энергии  $\Delta E$ , достаточную для перехода на более высоко-возбужденный уровень многозарядного иона. Возбужденный электрон, как правило, переходит затем на нижний уровень, излучая запасенную энергию в виде светового кванта  $\hbar\omega = \Delta E$ . Таким образом, энергия электронов плазмы теряется вследствие перевода ее в энергию излучаемых квантов, покидающих плазму. Уже этот пример указывает на важную роль процессов возбуждения в энергобалансе плазмы.

Нетрудно убедиться, что интенсивность  $I$  излучаемых из плазмы атомных линий прямо пропорциональна скорости возбуждения. Действительно, величина  $I$  связана с населенностью возбужденного уровня  $n_j$  соотношением:

$$I_{ji} = A_{ji} n_j \hbar \omega_{ij} \quad (20)$$

где  $A_{ji}$  — скорость радиационного распада в нижнее (обычно, основное) состояние  $i$ ,  $\hbar \omega_{ij} = \Delta E_{ij}$  — энергия перехода.

Величина  $n_j$  определяется балансом процессов столкновительного возбуждения и радиационного девозбуждения:

$$n_i K_{ij}^{\text{ext}} = A_{ji} n_j, \quad (21)$$

где  $K_{ij}^{\text{ext}} = \langle v \sigma_{ij}^{\text{ext}} \rangle$  — скорость столкновительного возбуждения ( $\sigma_{ij}^{\text{ext}}$  — сечение возбуждения,  $v$  — скорость  $\langle \dots \rangle$  обозначает усреднение по максвелловскому распределению  $v$ ).

Выражая из (21) населенность  $n_j$  через населенность основного состояния  $n_i$  и подставляя в (20), получаем:

$$I_{ji} = n_i K_{ij}^{\text{ext}} \hbar \omega_{ij}, \quad (22)$$

т. е. указанную выше пропорциональность интенсивностей и сечений возбуждения.

Расчет сечений возбуждения  $\sigma_{ij}^{\text{ext}}$  представляет собой довольно сложную проблему теории атомных столкновений. Для

многозарядных ионов  $Z \gg 1$  здесь возникают определенные упрощения [2, 6].

Порядок величины  $\sigma_{ij}^{\text{ext}}$  можно определить из следующих классических соображений. Для того, чтобы передать атомному электрону энергию перехода между уровнями  $\Delta E \sim Z^2$ , возмущающий электрон должен приблизиться на расстояние  $r_{12} \sim Z^{-2}$ , откуда сечение  $\sigma^{\text{ext}} \sim r_{12}^2 \sim Z^{-4}$ .

В действительности процесс возбуждения происходит квантовомеханически, и, хотя порядок величины сечения остается прежним ( $\sim Z^{-4}$ ), физика явления несколько другая [6]. Дело в том, что расстояние сближения электронов не может быть меньше их де-бройлеровской длины волны, которая для связанного электрона порядка протяженности его волновой функции  $Z^{-1}$ . Находясь на расстоянии  $r_{12} \sim Z^{-1}$ , возмущающий электрон может вызвать искажение  $\Delta\Psi$  волновой функции  $\Psi$  атомного электрона, которое определяется отношением величины возмущения  $e^2/r_{12} \sim Z$  к величине расстояния между уровнями  $\Delta E \sim Z^2$ , т. е.  $\Delta\Psi \sim Z^{-1}$ . Таким образом, в отличие от классики, в квантовой механике возмущающий электрон может вызвать обмен энергией  $\Delta E \sim Z^2$ , находясь на больших расстояниях  $r_{12} \sim Z^{-1}$ , хотя и с малой вероятностью  $\sim (e^2 \cdot r_{12} \Delta E)^2 \sim Z^{-2}$  (за счет указанного искажения волновой функции  $\Delta\Psi$ ). Умножая эту вероятность на геометрическое сечение связанного состояния ( $r_{12}^2 \sim Z^{-2}$ ), получим, как и прежде,  $\sigma^{\text{ext}} \sim Z^{-4}$ .

Приведенные рассуждения указывают на то, что при  $Z \gg 1$  взаимодействие атомного и возмущающего электрона  $V \sim e^2/r_{12}$  можно (как и при расчетах атомных термов в п. 2.1) учитывать по теории возмущений [2, 6]. Соответствующее приближение для расчета сечений возбуждения носит название приближения Кулона—Борна—Оппенгеймера—КБО. Здесь первое слово указывает на необходимость учета кривизны траектории возмущающего электрона в поле иона, второе — на возможность использования теории возмущений, а третье — на необходимость симметризации волновых функций взаимодействующих электронов (учет обмена). Обзор результатов расчетов сечений возбуждения содержится в [2, 6, 32].

Особенно простые результаты для  $\sigma^{\text{ext}}$  получаются в случае малой передачи энергии  $\Delta E \ll Z^2$ . Здесь при  $Z \gg 1$  расстояния  $\rho_{\text{эфф}}$ , дающие основной вклад в сечение, оказываются гораздо большими размеров орбиты  $Z^{-1}$  связанного электрона, так что во взаимодействии  $e^2/r_{12} \equiv e^2/|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$  налетающего ( $\mathbf{r}_2$ ) и атомного ( $\mathbf{r}_1$ ) электронов можно ограничиться дипольным приближением:

$$V_{12} \approx e^2 \mathbf{r}_1 \mathbf{r}_2 r_2^{-3}. \quad (23)$$

В определенной области энергий движение возмущающего электрона можно считать классическим. Расчет вероятности возбуждения  $\omega(\rho)$  наиболее прост на основе метода эквивалент-

ных фотонов (или «псевдоквантов»), впервые предложенного Ферми [33] и развитого в дальнейшем Вейцекером и Вильямсом, см. [34], а также [35]. Действительно, процесс возбуждения происходит, согласно (23), вследствие дипольного взаимодействия атома с импульсом электромагнитного поля  $\mathbf{F}(t) = = e\mathbf{r}_2 r_2^{-3}$ , создаваемого возмущающим электроном. Это поле удобно представить в виде набора гармоник  $F_\omega e^{i\omega t}$ , причем основной вклад в возбуждение вносит, очевидно, резонансная гармоника  $F_\omega$  с частотой  $\omega$ , совпадающей с частотой рассматриваемого перехода  $\Delta E/\hbar$ . Таким образом, процесс возбуждения электронным ударом сводится к фотовозбуждению эквивалентным фотоном. Характер зависимости сечения от энергии  $E$  проще всего определить для случая прямолинейных траекторий, отвечающих большим  $E$ . В этом случае амплитуды гармоник  $F_\omega$  для частот  $\omega \ll v/\rho$  почти одинаковы и равны  $F_\omega \sim \sim F(t=0)\rho/v \sim e/\rho v$ , где  $F(t=0) = e\rho^{-2}$  — поле в точке наибольшего сближения электрона с атомом,  $\rho/v$  — время столкновения. Вероятность перехода  $\psi(\rho)$  определяется квадратом модуля матричного элемента взаимодействия дипольного момента перехода  $\mathbf{d}_{12}$  с полем  $\mathbf{F}_\omega$ :

$$\psi(\rho) \sim |\mathbf{d}_{12}\mathbf{F}_\omega|^2 \sim (\mathbf{d}_{12}/\rho v)^2. \quad (24)$$

Интегрируя (24) с весом  $2\pi\rho d\rho$ , получаем сечение возбуждения в виде [35]:

$$\sigma^{\text{ext}} \sim (\mathbf{d}_{12}/v)^2 \ln(\rho_{\text{max}}/\rho_{\text{min}}), \quad (25)$$

где  $\rho_{\text{min}} \sim d_{12}/v$  определяется из условия  $\psi(\rho_{\text{min}}) \leq 1$ , а  $\rho_{\text{max}} \sim \sim v\hbar/\Delta E$  — значение параметра столкновения, начиная с которого амплитуда резонансной гармоники резко падает.

Зависимость сечения дипольных переходов от энергии  $\sigma(E)^{\text{ext}}$ , следующая из (25), имеет вид:

$$\sigma^{\text{ext}}(E) \sim \ln(E/\Delta E)/E. \quad (26)$$

Формула (26) следует и из более строгих квантовомеханических расчетов [26]; она называется формулой Бете—Борна.

Зависимость  $\sigma(E) \sim E^{-1}$  совпадает с классическим результатом для сечения передачи энергии при кулоновском взаимодействии. Логарифмический множитель в (26) возникает либо в квантовых расчетах, либо в классических расчетах, основанных на уточненном принципе соответствия [36, 37].

Аналогичный метод для переходов с  $\Delta E \ll Z^2$  может быть развит и для криволинейных траекторий возмущающего электрона [6]. Здесь фурье-компонента электрического поля  $\mathbf{F}_\omega$  может быть выражена через фурье-компоненты радиуса-вектора электрона  $(\mathbf{r}_2)_\omega$ , фигурирующие в классической теории тормозного излучения [38] (§ 70). В результате сечение возбуждения

выражается через универсальную функцию  $F(v)$ :

$$\sigma_{12}^{\text{ext}} = \frac{2\pi^3 |d_{12}|^2}{(2l_0 + 1)} F [Z\Delta E / (2E)^{3/2}] v^{-2}, \quad (27)$$

$$F(v) \approx \begin{cases} 4\pi^{-2} \ln(1,123/v), & v \leq 0,2 \\ 4/\pi \sqrt{3}, & v \geq 0,2 \end{cases}, \quad (28)$$

где  $l_0$  — орбитальный момент начального состояния. Функция  $F(v)$  совпадает со спектральной зависимостью сечения тормозного излучения, откуда и взяты ее аппроксимации, см. [39], а также § 4.1.

Расчеты сечений по «классической» формуле (27) хорошо согласуются с расчетами методом Кулона—Борна [2] для переходов с  $\Delta E \ll Z^2$  уже при  $Z \geq 5$ , см. [6].

Для расчета сечений переходов с  $\Delta E \sim Z^2$  необходимо, как уже отмечалось, использовать метод КБО. Результаты расчетов по этому методу изложены в книге [2], сравнение различных методов между собой дано в обзоре [6].

В практических расчетах ионных спектров в плазме приходится иметь дело с сотнями (и даже тысячами) индивидуальных сечений в десятках ионов различной кратности ионизации. Поэтому здесь широко используются различные полуэмпирические аппроксимации сечений. Наиболее известной из них является формула Ван-Режемортера [40] для скорости возбуждения  $K_{ij}^{\text{ext}} = \langle v \sigma_{ij}^{\text{ext}} \rangle$ :

$$K_{ij}^{\text{ext}} = 3,15 \cdot 10^{-7} \frac{g_j}{g_i} f_{ij} P(E_H/E_{ij}) (E_H/kT)^{1/2} \times \\ \times \exp(-E_{ij}/kT) \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}, \quad (29)$$

где  $g_i, g_j$  — статистические веса начального и конечного состояний,  $f_{ij}$  — сила осциллятора перехода с энергией  $E_{ij}$ ,  $E_H = 27,2 \text{ эВ}$ ;  $P(x)$  — функция, затабулированная в [40], ее типичное значение порядка 0,2. Более детальные аппроксимации, учитывающие конкретные особенности переходов, были предложены в [41—43]. Следует отметить, что использование полуэмпирических формул дает хорошие результаты лишь в среднем. В то же время они могут дать значительное (вплоть до порядка величины) расхождение для отдельных конкретных переходов как между собой, так и с расчетами методом КБО.

Остановимся на некоторых особенностях сечений возбуждения многозарядных ионов.

1. В отличие от нейтральных атомов сечения возбуждения в пороге для ионов конечны. Качественно это понятно: медленный электрон, налетающий на ион, имеет возможность приобрести дополнительную энергию, ускоряясь в кулоновском поле иона, так что в момент возбуждения он эффективно имеет энергию, большую чем пороговая.

2. С увеличением заряда иона  $Z$  сечения переходов с  $\Delta E \sim Z^2$  уменьшаются, как отмечалось, пропорционально  $Z^{-4}$ . Это видно уже из формулы (27), качественно справедливой вплоть до  $\Delta E \sim Z^2$ . Действительно, величина  $d_{12} \sim Z^{-1}$  и, если выразить  $\sigma_{12}$  в единицах  $x = E/\Delta E$ , то легко видеть, что

$$\sigma_{12} \propto Z^{-4} \varphi_{12}(x), \quad x = E/\Delta E. \quad (30)$$

Таким образом, величина  $Z^4 \sigma_{12}$  уже не зависит от  $Z$  и является функцией только энергии электрона. Это обстоятельство подтверждается также численными расчетами, особенно для водородоподобных ионов, см. [6]. Для переходов внутри данного  $n$  (переходы с  $\Delta n = 0$ ) величина  $\Delta E \sim E$  и закон изменения сечения с  $Z$ , следующий из (27), имеет вид:

$$\sigma_{12} \propto Z^{-3} \tilde{\varphi}(x), \quad (31)$$

где  $\tilde{\varphi}(x)$  — функция, слабо зависящая от  $Z$ .

3. Зависимость сечений от энергии электрона определяется, в основном, фактором  $E^{-1}$ , см. (26). Поэтому сечения  $\sigma_{12}$  принято выражать через так называемые силы столкновения  $\Omega$ , определяемые соотношением:

$$\sigma_{12} = \frac{\pi \Omega_{12}}{g_i k_i^2}, \quad (32)$$

где  $k_i = mv_i/\hbar$  — начальный импульс электрона.

Величины  $\Omega(E)$  обычно медленно меняются с изменением  $E$ . С увеличением номера уровня  $n$  величины  $\Omega(E)$  спадают как  $n^{-3}$ . Результаты численных расчетов  $\Omega(E)$  с их аналитическими аппроксимациями для простейших изоэлектронных последовательностей приведены в обзоре [6].

4. Помимо прямого возбуждения атомного электрона на данный уровень при определенных энергиях налетающего электрона величина сечения может резко возрасти за счет резонансного возбуждения [44]. Такая возможность обусловлена наличием автоионизационных (дважды возбужденных) состояний иона (см. § 2.1). Суть этого процесса сводится к тому, что электрон с энергией  $E$  может возбудить ион с уровня 1 на уровень 2, а на более высоколежащий уровень 3, причем сам он, затратив энергию  $\Delta E_{13} > E$ , окажется «прилипшим» на какой-либо уровень  $nl$  рассматриваемого иона. В результате в процессе столкновения образуется дважды возбужденная (компаунд) система, автоионизационный распад которой, сопровождающийся переходом одного электрона с уровня 3 на уровень 2, а второго — вылетом в непрерывный спектр, приводит к образованию возбужденного иона в состоянии 2. Сечение такого процесса (как и любого процесса с образованием компаунд-системы) обладает резким пиком, максимум которого может значительно превышать сечение прямого возбуждения. Однако, ввиду узости ширины пика  $\Gamma$  вклад резонансного возбуждения в полную (усредненную по функции распределения электронов с шириной

$kT \gg \Gamma$ ) скорость возбуждения данного уровня обычно невелик. Тем не менее, имеются примеры, где резонансное возбуждение уровней играет важную роль [45].

В целом, современное состояние расчетов сечений возбуждения характеризуется разнообразием методов, не позволяющим, в то же время, выработать единый унифицированный подход, хотя именно такая унификация необходима для плазменных приложений, требующих массовых расчетов сечений. Как правило, метод КБО (и его модификации), метод сильной связи, метод искаженных волн, метод прицельного параметра и др. приводят к хорошему согласию между собой для ионов с большим зарядом и малым числом электронов, см., напр., [46]. В то же время, расчеты сечений возбуждения для ионов с значительным электронным остовом различными методами и даже в различных модификациях одного метода согласуются друг с другом не лучше пресловутого «фактора 2». Относительно благополучно обстоит здесь дело с сечениями дипольно-разрешенных переходов с энергией  $\Delta E \ll Z^2$ . Для переходов же между различными уровнями, особенно с изменением спина (интеркомбинационных) ситуация значительно хуже.

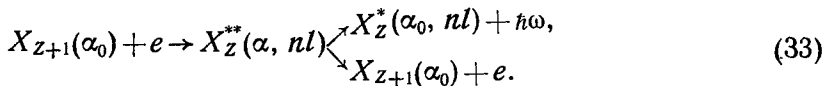
### 3.3. Диэлектронная рекомбинация

Диэлектронная рекомбинация (ДР), наряду с фоторекомбинацией, является одним из основных процессов образования многозарядных ионов меньшей кратности в высокотемпературной плазме. Для реализации этого вида рекомбинации необходимо наличие у рекомбинирующего иона некоторого числа остаточных электронов, т. е. электронного остова. Долгое время роль ДР недооценивалась, по-видимому, потому что этот тип рекомбинации (в отличие от фоторекомбинации) исчезает при переходе к голым ядрам. Роль остова в процессе ДР легко понять уже на основе общих принципов. Действительно, для одновременного выполнения законов сохранения энергии и импульса в процессе рекомбинации необходимо присутствие третьего тела, роль которого в случае трехчастичной рекомбинации играет электрон плазмы, а в случае фоторекомбинации — квант света. Точно так же при ДР роль третьего тела выполняет электронный остов иона, берущий на себя избыток энергии рекомбинирующего электрона.

При описании ДР состояния рекомбинировавшего иона удобно характеризовать, в свете сказанного, величинами, относящимися отдельно к остову и к прорекомбинировавшему электрону. Пусть остов некоторого многозарядного иона  $X_{Z+1}$  имеет два уровня  $\alpha_0$  и  $\alpha$  с энергией возбуждения  $\Delta E_{\alpha\alpha}$ . Если энергия  $E$  налетающего электрона оказывается меньше  $\Delta E_{\alpha\alpha}$ , то электрон может возбудить остов, а сам оказаться в состоянии с отрицательной энергией  $-E_{nl}$ , т. е. «прилипнуть» к иону. В

результате образуется дважды возбужденное (компаунд) состояние иона  $X_Z^{**}(\alpha, nl)$ . Это состояние может испытывать распады двух типов: 1) автоионизационный с вероятностью  $\Gamma_A(\alpha, nl)$ , приводящий к переходу остова на основной уровень  $\alpha_0$  и выбрасыванию прилипшего электрона обратно в непрерывный спектр и 2) радиационный с вероятностью  $\Gamma_r(\alpha, \alpha_0)$ , при котором электрон остова переходит на уровень  $\alpha_0$  путем испускания светового кванта  $\hbar\omega \approx \Delta E_{\alpha\alpha_0}$ , а внешний электрон остается прилипшим на уровне  $-E_{nl}$ . Именно этот второй тип распада, приводящий к образованию иона меньшей кратности  $X_Z^*(\alpha_0, nl)$ , и называется диэлектронной рекомбинацией (ДР).

В соответствии со сказанным процесс ДР записывается в виде:



Нижний канал реакции (33), приводящий к автоионизационному распаду, является конкурирующим процессом, препятствующим ДР. Сечение ДР  $\sigma_d(\alpha nl)$  пропорционально, очевидно, сечению  $\sigma_d'(\alpha_0, \alpha nl)$  захвата (прилипания) электрона на уровень при возбуждении остова  $\alpha_0 - \alpha$ , умноженному на вероятность  $\Gamma_r(\alpha, \alpha_0) / [\Gamma_r(\alpha, \alpha_0) + \Gamma_A(\alpha nl)]$  развала по нужному каналу [2, 47]

$$\sigma_d(\alpha nl) = \sigma_d'(\alpha_0, \alpha nl) (\Gamma_r(\alpha, \alpha_0) / (\Gamma_r(\alpha, \alpha_0) + \Gamma_A(\alpha nl))). \quad (34)$$

За процесс ДР отвечают обычно высоковозбужденные (и потому водородоподобные) состояния  $nl$  прилипшего электрона, для которых  $E_{nl} \approx Z^2 Ry / n^2 \ll \Delta E_{\alpha\alpha_0}$ . Энергия рекомбинирующего на эти уровни электрона  $E \approx \Delta E_{\alpha\alpha_0} - Z^2 Ry / n^2$  близка к пороговой энергии возбуждения и потому сечение  $\alpha - \alpha_0$  легко связать с сечением  $\sigma^{ext}$  возбуждения перехода  $\alpha - \alpha_0$  в порог [2]. Расчетам сечений возбуждений посвящена обширная литература, см. п. 3.2.

К процессу ДР можно подойти также с несколько другой стороны в духе метода эквивалентных фотонов Ферми [33], использованного выше в § 3.2 для вывода сечений возбуждения. Действительно, представим электрическое поле  $F(t)$  налетающего электрона в виде набора фурье-гармоник  $F_\omega e^{i\omega t}$ . Тогда взаимодействие иона с электронами эквивалентно его взаимодействию с потоком эквивалентных фотонов («псевдоквантов») с частотным распределением, определяющимся набором амплитуд  $F_\omega$ . Наибольшее поглощение испытывают те псевдокванты, частоты которых  $\hbar\omega_{\alpha\alpha_0}$  совпадают с частотой перехода остова  $\Delta E_{\alpha\alpha_0}$ . Если частота  $\hbar\omega_{\alpha\alpha_0}$  оказывается большей первоначальной энергии электрона  $E$ , то поглощение таких «фотонов» сопровождается захватом электрона в связанное состояние. Процесс



ДР можно представить себе тогда как своеобразную флюоресценцию: поглощается эквивалентный фотон («псевдоквант»), а излучается — истинный (световой) фотон. Вероятность такого процесса легко рассчитать как вероятность любого процесса второго порядка [48].

В самом деле, пусть  $(V_1)_{\alpha\alpha_0} \propto d_{\alpha\alpha_0} F_{\omega}$  — взаимодействие остова иона с эквивалентным фотоном, а  $V_2$  — с истинным фотоном (приводящее просто к спонтанному высвечиванию). Тогда вероятность  $W_d$  двухступенчатого процесса «поглощение эквивалентного — излучение истинного фотона», пропорциональна величине:

$$W_d \propto \left| \sum_{\alpha} \frac{(V_1)_{\alpha\alpha_0} (V_2)_{\alpha\alpha_0}}{E_{\alpha\alpha_0} - \hbar\omega + i\Gamma} \right|^2, \quad (35)$$

где  $\omega$  — частота излученного фотона,  $\Sigma$  означает суммирование по всем квантовым числам промежуточного состояния, ширина  $\Gamma = \Gamma_r + \Gamma_A$  определяется полной шириной (автоионизационной + радиационной) распада промежуточного состояния  $|anl\rangle$ .

Если не интересоваться распределением по частоте  $\omega$  излученных фотонов (т. е. проинтегрировать (35) по  $\omega$ ), то формула (35) сведется, очевидно, к формуле (34). При этом взаимодействии  $V_1$  в (35) обеспечит получение сечения прилипания  $\sigma_d'$ , а взаимодействие со спонтанным излучением  $V_2$  даст фактор  $\Gamma_r/\Gamma = \Gamma_r/(\Gamma_r + \Gamma_A)$ .

Из (35) следует, между прочим, что вероятность ДР не распадается на произведение (независимых) вероятностей возбуждения и последующего излучения, как это было в (34). Это означает, что излучаемый квант «помнит» о направлении движения возбуждающего электрона. Эта «память» может проявляться при измерениях поляризации фотонов, возникающей в процессе ДР при анизотропной функции распределения электронов. Усреднение по поляризации, проводимое при расчетах полной скорости ДР, устраняет эти эффекты, см. [49].

В конкретных расчетах используется скорость ДР,  $R_d$ , связанная со скоростью захвата  $\tilde{R}$  электрона ионом соотношением типа (34). В термически равновесной плазме при отсутствии радиационных процессов скорость захвата  $\tilde{R}$  и скорость автоионизационного распада  $\Gamma_A$  должны удовлетворять соотношению детального равновесия:

$$N_{Z+1} N_e \tilde{R}(\alpha, nl) = N_Z(\alpha, nl) \Gamma_A(\alpha_0, \alpha, nl). \quad (36)$$

Используя формулу Саха для отношения  $N_{Z+1} N_e / N_Z$  и связь типа (34) между  $R_d$  и  $\tilde{R}$ , получим следующую зависимость для скорости ДР [2]:

$$R_d = \frac{g(\alpha) g(nl)}{2g(\alpha_0)} \left[ \frac{2\pi\hbar^2}{m(Z+1)^2 R_y} \right] \left( \frac{\Delta E_{\alpha\alpha_0}}{T} \right)^{3/2} \times$$

$$\times \exp \left[ - \left( \Delta E_{\alpha\alpha_0} - \frac{Z^2 R u}{n^2} \right) / T \right] \frac{\Gamma_r \Gamma_A}{\Gamma_r + \Gamma_A}. \quad (37)$$

Из (37) видно, что скорость ДР очень чувствительна к энергии возбуждения остова  $\Delta E_{\alpha\alpha_0}$  и к температуре электронов  $T$ . Поэтому, например, величина  $R_d$ , как правило, незначительна для ионов, не обладающих переходами с  $\Delta n = 0$  (скажем, H- и He-подобных), но резко возрастает для ионов, обладающих переходами с  $\Delta n = 0$  (т. е. более сложным остовом). При малых скоростях спонтанного распада  $\Gamma_r \ll \Gamma_A$  скорость ДР пропорциональна  $\Gamma_r$ , т. е. целиком определяется вероятностью радиационной релаксации остова. При захвате электрона на уровне  $n \gg 1$  величина  $\Gamma_A \propto n^{-3}$  быстро убывает, и при  $\Gamma_A \ll \Gamma_r$  скорость ДР пропорционально автоионизационной ширине, определяющей, согласно (36), скорость захвата. При  $n \gg 1$  величина  $\Gamma_A$  допускает простые аналитические аппроксимации [50].

На основе анализа численных данных Берджесс [51] предложил следующую аппроксимационную формулу для скорости ДР:

$$R_d = 3 \cdot 10^{-12} T e^{-3/2} V(Z) \sum_{\alpha} f_{\alpha\alpha_0} A \left[ \frac{\Delta E_{\alpha\alpha_0}}{(Z+1) \text{ Ry}} \right] E^{-\frac{\Delta E}{T}} \text{ (см}^3 \text{ с}^{-1}\text{)}. \quad (38)$$

Здесь  $T$  — в единицах  $10^6 \text{ K}$ ,  $Z$  — заряд рекомбинирующего иона,  $f_{\alpha\alpha_0}$  — сила осциллятора для перехода  $\alpha - \alpha_0$  рекомбинирующего иона,

$$\overline{\Delta E}/T = 0,158 \frac{\Delta E_{\alpha\alpha_0}}{T} [1 + 0,015 Z^3 / (Z+1)^2]^{-1},$$

$$V(Z) = Z^{1/2} (Z+1)^{5/2} / (Z^2 + 13,4)^{1/2},$$

$$A(x) = x^{1/2} / (1 + 0,105x + 0,015x^2).$$

Формула Берджесса неоднократно подвергалась проверке на основе как аппроксимационных аналитических расчетов [50], так и более сложных численных расчетов автоионизационных ширин [52], см. также обзор [53]. В частности, авторы [52] обнаружили лучшее соответствие с численными данными для переходов с  $\Delta n \neq 0$  при замене в (38) функции  $A(x)$  функцией  $A'(x) = 0,5 x^{1/2} / (1 + 0,210 x + 0,030 x^2)$ .

Численные расчеты скорости ДР носят фрагментарный характер и нередко приводят к сильно отличающимся друг от друга результатам. Это обусловлено различием подходов к расчету волновых функций ионов с достаточно сложным остовом, см. [10]. Для ионов с небольшим числом электронов наиболее надежными данными для  $\Gamma_A$ , по-видимому, являются расчеты методом теории возмущений по  $1/Z$ , см. [4, 9].

В качестве примера точности численных данных на рис. 6, взятом из [53], приведены отношения двух расчетных результатов [51] и [54] для различных возбуждаемых конфигураций в ионе Mo XXXIII. Видно, что для перехода  $2p^6 - 2p^5 3d$ , дающе-

го основной вклад в полную скорость ДР, совпадение хорошее, тогда как для других переходов оно гораздо хуже.

Для иллюстрации роли ДР в общем ряду элементарных процессов на рис. 3 представлена скорость  $R_d$ , рассчитанная по формуле (38) для иона Fe XXIII. Видно, что ДР остается преобладающим механизмом рекомбинации вплоть до  $T \sim 20$  кэВ.

Процесс ДР приводит к образованию иона в высоковозбужденном состоянии  $X^*(\alpha_0 nl)$ . Если плотность плазмы достаточно мала ( $N_e \rightarrow 0$ ), то возбужденный электрон  $nl$  в конце концов перейдет в основное состояние  $n_0 l_0$ , испустив один или серию квантов. В плазме же конечной плотности возбужденный электрон может быть вновь ионизован в результате столкновений с электронами плазмы, что, очевидно, приводит к уменьшению скорости ДР. Для учета этого эффекта используются полуэмпирические [43] и аппроксимационные [55] формулы. Полное решение этой проблемы должно основываться на решении цепочки кинетических уравнений, учитывающих заселение высоковозбужденных состояний при ДР, их прямую ионизацию электронами, а также ступенчатые переходы  $nl \rightleftharpoons n'l'$ , вызванные столкновениями с электронами и радиационными каскадами.

Численные решения этой задачи трудоемки и для некоторых ионов проведены в [56]. В работе [57] получены аналитические аппроксимации для эволюции населенностей подуровней  $n, n'$  под действием электронных столкновений и радиационных распадов. Основанные на этих результатах расчеты влияния плотности на скорость ДР [58] показывают, что, например, для плазмы токамака с  $N_e \sim 10^{13} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$  рассматриваемый эффект заметен даже для переходов с  $\Delta n \neq 0$  типа  $2s-3p, 2p-3d$  в ионах с зарядом  $Z \leq 10$ . Для переходов же с  $\Delta n = 0$  влияние плазмы на процесс ДР ионов с  $Z \leq 20$  сказывается уже при  $N_e \sim 10^8 \div 10^{10} \text{ см}^{-3}$ .

**Трехчастичная рекомбинация.** Процесс трехчастичной рекомбинации, сводящийся к прилипанию электрона к иону с отдачей излишка энергии третьей частице — другому электрону плазмы, существен, как правило, в низкотемпературной плазме.

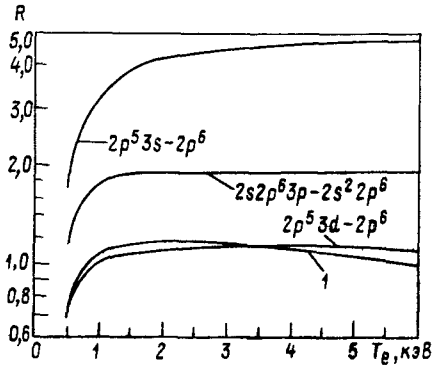


Рис. 6. Отношение  $R$  скорости диэлектронной рекомбинации, рассчитанной по формуле Берджесса, к расчетам [54] для различных переходов в ионе Mo XXXIII (по обзору [53]). Кривая 1 определяет параметр  $R$  для суммарной скорости ДР

В условиях термоядерной плазмы он играет малую роль даже для плотной (например лазерной) плазмы с  $N_e \sim 10^{20}$  см<sup>-3</sup>. Оценку скорости трехчастичной рекомбинации можно получить из формулы Лотца для скорости ионизации с помощью принципа детального равновесия [28]:

$$R_i = \sum_{n=1}^{n_i} K_{in} K_n(T_e) \cdot N_e \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1},$$

$$K_n(T_e) = 4,85 \cdot 10^{15} \frac{1}{2n^2} T_e^{3/2} \exp(-I_n/T_e) \text{ см}^3,$$

где  $K_{in}$  — скорость ионизации с уровня  $n$ ,  $n_i$  — номер уровня, для которого сравниваются скорости ионизации и радиационного распада.

Рассчитанная по этой формуле величина  $R_i$  приведена на рис. 3 для иона Fe XXIII ( $N_e = 10^{14}$ ), откуда видно, что наибольший вклад в рекомбинацию  $R_i$  вносит при относительно низких  $T_e$ . Однако, даже при  $T_e \sim 0,5$  кэВ вклад  $R_i$  для ионов Fe любой кратности ионизации не превышает  $1 \div 2\%$  от скорости фоторекомбинации.

### 3.4. Процессы перезарядки

Среди многообразия процессов перезарядки (см., напр., [59]) мы уделим основное внимание двум процессам, играющим важную роль в высокотемпературной плазме, а именно: резонансной перезарядке атома водорода на протоне  $H^0 + H^+ \rightarrow H^+ + H^0$  и нерезонансной перезарядке его же на многозарядных ионах  $H^0 + A^{+z} \rightarrow H^+ + A^{+(z-1)}$ . Резонансная перезарядка является основным источником выхода из плазмы быстрых нейтралов, уносящих с собой как энергию плазмы, так и информацию о температуре и энергетическом спектре ее ионов [60]. Перезарядка нейтрального водорода на примесных ионах актуальна в связи с программами нагрева и диагностики плазмы путем инжекции пучка быстрых нейтралов, см. [61, 62].

#### 3.4.1. Резонансная перезарядка

Сечение процесса  $H^0 + H^+ \rightarrow H^+ + H^0$  существенно превышает геометрические размеры  $\pi a_0^2 = 0,9 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup> атома  $H^0$  — при относительных скоростях столкновения  $v$ , меньших атомной скорости  $v_0 = 2,2 \cdot 10^8$  см/сек (отвечающей энергии протонов  $E \approx \approx 25$  кэВ). Величину сечения  $\sigma(v)$  легко оценить из простых соображений.

Действительно, при сближении сталкивающихся частиц  $H^0$  и  $H^+$  электрон, первоначально находившийся вблизи одного из ядер, начинает совершать «перескоки» между двумя одинаковыми ядрами. Частота  $\omega(R)$  таких перескоков между двумя потенциальными ямами определяется проницаемостью потенци-

ального барьера, разделяющего эти ямы, и потому экспоненциально зависит от расстояния:  $\omega(R) \propto e^{-TR}$  ( $\gamma \sim \sqrt{E}$  — энергия связи электрона в одной из ям). Тогда вероятность перехода  $\omega(\rho)$  за время столкновения  $\rho/v$ , определяемая частотой периодических осцилляций электрона между ядрами, равна:

$$\omega(\rho) = \sin^2[\rho\omega(\rho)/v]. \quad (39)$$

Видно, что при быстрых осцилляциях электрон в среднем с вероятностью  $1/2$  находится в каждой из потенциальных ям.

Интегрируя (39) с весом  $2\pi\rho d\rho$ , получим сечение резонансной перезарядки [63]

$$\sigma_{\text{рез}} \sim \pi a_0^2 \ln^2(v_0/v). \quad (40)$$

Как видно из (40), расстояния  $\rho_{\text{эфф}}$ , ответственные за перезарядку, логарифмически велики по сравнению с размерами атома  $a_0$ . Типичный порядок величины сечения резонансной перезарядки при  $T \lesssim 1$  кэВ составляет  $10^{-15}$  см<sup>2</sup>.

В области  $v \lesssim v_0$  это сечение, как видно из (40), слабо зависит от энергии. Напротив, при больших скоростях,  $v \gg v_0$ , сечение резонансной перезарядки очень резко спадает (как  $v_0/v$ )<sup>12</sup>, см. [64]). В действительности, реализация этого закона убывания сечения отвечает столь большим энергиям, что здесь могут открыться другие неупругие каналы реакции (перезарядка с рождением квантов и т. п. [65]). Отметим, что в последние годы в связи с созданием источников мощных пучков нейтральных атомов оживился интерес к процессам перезарядки отрицательных ионов водорода, а также к процессам с участием молекулярных ионов, см. [66].

### 3.4.2. Перезарядка атомарного водорода на многозарядных ионах

Современные исследования плазмы требуют достаточно обширных сведений по сечениям перезарядки нейтрального водорода на примесных ионах различной кратности ионизации в широком диапазоне скоростей. Так, для программ инжекционного нагрева и диагностики плазмы требуются сечения в области энергий H-атомов  $10 \div 100$  кэВ на ядрах или ионах с зарядом  $Z \gg 1$ ; для исследования процессов диффузии существенный интерес представляют также сечения перезарядки на ионах невысокой кратности ( $Z \approx 3$ ) при температурах  $T \sim 10 \div 100$  эВ (пристеночная плазма); наконец, при спектроскопической диагностике важно знать не только полное сечение перезарядки  $\sigma$ , но и парциальные сечения перезарядки  $\sigma_{nl}$  на уровни с данными  $n$  и  $l$ .

Физическая картина процесса перезарядки H<sup>0</sup> на многозарядном ионе X<sup>+z</sup> связана с особенностями поведения кривых потенциальной энергии  $E(R)$  (термов) молекулярного иона

$(\text{CH})^{+z}$ , образуемого в процессе столкновения. Действительно, исходный терм  $\text{H}^0(1s) + \text{X}^{+z}$  при расстоянии между ядрами  $R \rightarrow \infty$  совпадает с основным уровнем атома водорода. Терм  $E_n(R)$  конечного состояния  $\text{H}^+ + \text{X}^{+(z-1)}(n)$  при  $R \rightarrow \infty$  совпадает с уровнем  $n$  многозарядного иона с энергией  $E_n = -Z^2/2n^2 \cdot \text{Ry}$ , и при конечных  $R$  содержит сильное кулоновское взаимодействие между протоном  $\text{H}^+$  и многозарядным ионом  $\text{X}^{+(z-1)}$ , так что:

$$E_n(R) = -\frac{Z^2}{2n^2} + \frac{(Z-1)}{R}.$$

Легко видеть, что исходный терм  $E_0(R)$  имеет ряд точек пересечения  $R_n$  с водородоподобной системой уровней конечного терма. Положения этих точек даются соотношением:

$$R_n = 2(Z-1)n^2 / (Z^2 - n^2) \quad (n \ll Z). \quad (41)$$

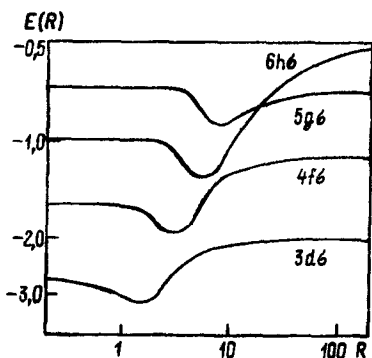


Рис. 7. Термы  $E(R)$  иона  $(\text{CH})^{+6}$  при различных межъядерных расстояниях  $R$

На рис. 7 показана система термов иона  $(\text{CH})^{+6}$ , образующегося при сближении  $\text{H}^0$  с ядром углерода  $\text{C}^{+6}$ . Ясно видны точки квазипересечения уровней  $n=3, 4, 5$ , хорошо совпадающие с формулой (41).

Если  $Z$  велико, то велико также и число квазипересекающихся уровней, участвующих в перезарядке. Можно считать, что исходное состояние  $\text{H}^0(1s)$  как бы распадается на большое число (квазиконтинуум) конечных состояний  $E_{n1}$ . Для оценки сечения можно, следуя [67], принять, что вероятность перезарядки  $\omega(R)$  совпадает с вероятностью распада состояния  $\text{H}(1s)$  в электрическом поле  $F = ZR^{-2}$ , создаваемом ионом с зарядом  $Z$ , так что (см., например, [26]):

$$\omega(R) \propto \exp(-2/3F) = \exp(-2R^2/3Z). \quad (42)$$

Из (42) сразу видно, что характерные расстояния  $R_{\text{эфф}}$ , вносящие вклад в перезарядку, оказываются порядка  $\sqrt{Z}$ . Из описанной модели распада следует простое выражение для сечения [67]:

$$\sigma = 1,32 \cdot 10^{-16} Z \ln \left[ \frac{23 \sqrt{Z}}{v/v_0} \ln \frac{23 \sqrt{Z}}{v/v_0} \right]. \quad (43)$$

Аналогичные результаты получаются в модели «поглощающей сферы» [68]. Уточнение формы барьера, сквозь который «просачивается» электрон при распаде, не сильно меняет величину сечения [69, 70]. В целом, формула (43) дает правильный порядок величины сечения в его максимуме.

Дальнейшая детализация как зависимости  $\sigma(v)$ , так и распределения вероятности перезарядки по подуровням  $\sigma_{nl}$ , может быть получена на основе модели Ландау—Зинера [26], описывающей переходы вблизи точек пересечения термов на рис. 7. Такие расчеты показывают, например, что для ядер  $C^{+6}$  при  $v \leq v_0$  перезарядка происходит, в основном, на уровни с  $n=4,5$ , см. [71, 72]. Особенность перезарядки на голых ядрах связана, во-первых, с высокой кратностью вырождения ( $\sim n^2$ ) конечных уровней водородоподобного иона, а, во-вторых, с наличием спе-

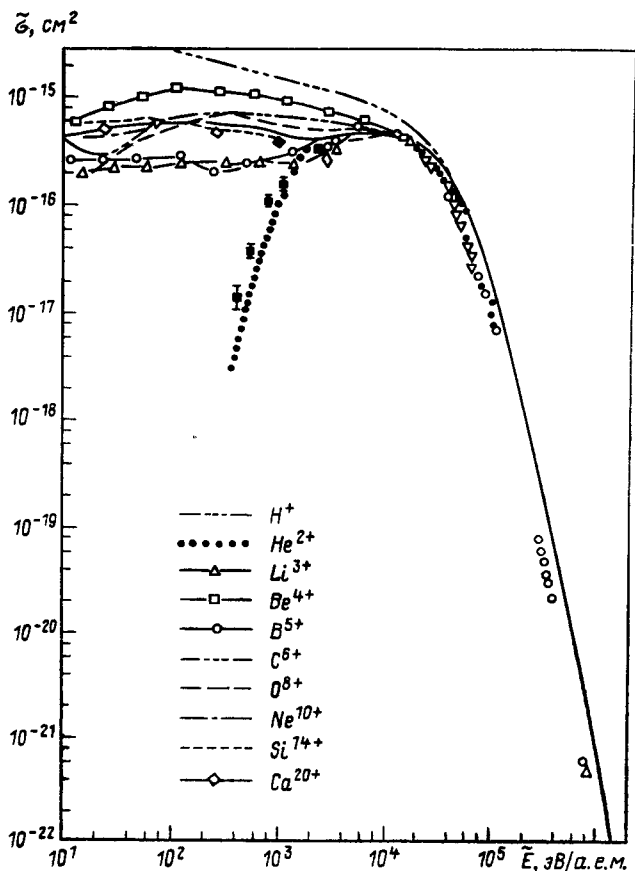


Рис. 8. Приведенные сечения перезарядки  $\tilde{\sigma} \equiv \sigma/Z^{1,07}$  как функции приведенной энергии  $\tilde{E} \equiv E/Z^{0,464}$ , рассчитанные теоретически (см. обозначения кривых на рисунке) и измеренные экспериментально (по обзору [76]): сплошная кривая — универсальная расчетная зависимость [78], экспериментальные данные:

■ —  $He^{2+} + H$ ,  $\nabla$  —  $O^{+8} + H$ ;  $\blacklozenge$  —  $Ar^{+18} + H$ ,  $\circ$  —  $F^{+9} + F^{+16} + H$ ;  $\diamond$  —  $Fe^{+20} + Fe^{+26} + H$

цифических правил отбора, согласно которым перезарядка происходит лишь в одно из вырожденных состояний  $|0\rangle$ , обладающее максимальной проекцией дипольного момента на межъядерную ось [73]. Поэтому распределение сечений  $\sigma_{nl}$  по орбитальным моментам имеет ясно выраженный максимум при  $l=1$  и быстро спадает с ростом  $l$ . С увеличением скорости столкновения, однако, распределение  $\sigma_{nl}$  по  $l$  может сильно трансформироваться [74]. Этот эффект обусловлен неупругими переходами внутри вырожденной системы  $n^2$  состояний (своеобразным «перетряхиванием»), вызванным вращением межъядерной оси. В результате распределение по  $l$  сдвигается в сторону больших  $l$ , приближаясь к распределению по статистическим весам [74].

Наиболее детальные расчеты сечений перезарядки на ядрах были проведены методом сильной связи [75]. Эти расчеты обнаруживают сильное уменьшение сечения по сравнению с (43) при малых скоростях  $v/v_0 \leq 0,3$ . В то же время расчеты методом сильной связи весьма трудоемки и практически позволяют рассчитывать сечения лишь для  $Z \leq 10$ .

Измерения сечений в области  $v/v_0 \leq 1$  были проведены в основном на ионах невысокой зарядности ( $Z \leq 5$ ), обладающих

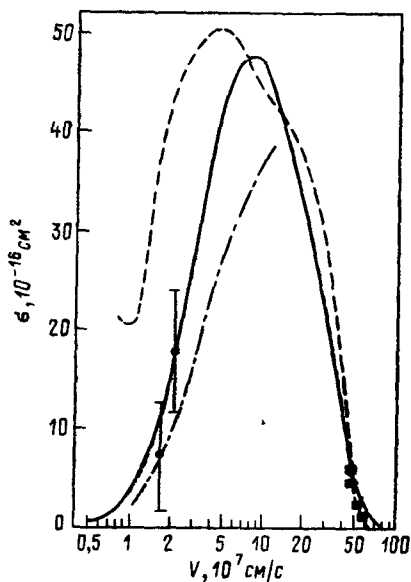


Рис. 9. Сечение перезарядки  $C^{+6} + H$ :

● — эксперимент (по работе [80]); — расчеты [77], - - - расчеты [75], - · - · расчеты [78]



электронным остовом, см. [76]. Говорить о согласии теории с экспериментом приходится лишь в смысле порядка величины, хотя с отдельными расчетами оно заметно лучше [76].

Большое число измерений сечений относится к области больших скоростей  $v/v_0 > 1$ , причем заряды  $Z$  исследованных ионов здесь значительно больше, чем при  $v/v_0 < 1$  (вплоть до  $Z \sim 25$ ). Основные расчеты в этой области были проведены методом классических траекторий Монте-Карло [77] и методом искаженных волн [78]. В целом здесь согласие с теорией лучше, чем для малых скоростей.

Значительное внимание как в теоретических, так и в экспериментальных работах уделяется установлению законов подобия (скейлингу) сечений перезарядки. Результаты одного из таких скейлингов, основанного на расчетах [78], представлены на рис. 8. Видно, что и теория и эксперимент неплохо согласуются с универсальной кривой для приведенных сечений  $\tilde{\sigma} = \sigma/Z^{1,07}$  и энергий  $\tilde{E} = E/Z^{0,464}$ . Отметим близкий закон скейлинга в [79]. Однако эксперимент нередко приводит (особенно для ионов с большим электронным остовом) также и к нерегулярной зависимости сечений от  $Z$ .

В самое последнее время были проведены два важных измерения сечений перезарядки  $H^0$  и  $H_2$  на ядрах  $C^{+6}(O^{+8})$  при малых энергиях [80, 81]. На рис. 9 показаны результаты эксперимента [80] вместе с теоретическими расчетами. В опытах [81] было измерено также распределение сечения  $\sigma_n$  по орбитальным моментам  $l$  для реакции  $C^{+6} + H_2$ . Результаты измерений дают некоторое среднее, между указанными выше [71] и [74], распределение по  $l$ .

### 3.4.3. Двухэлектронная перезарядка

Сечение передачи  $\sigma_{z \rightarrow z-2}$  сразу двух электронов от атома к иону, как правило, гораздо меньше сечения одноэлектронной перезарядки  $\sigma_{z \rightarrow z-1}$ . Имеются, однако, случаи, когда двухэлектронная перезарядка является резонансной, а одноэлектронная — нерезонансной. В этих случаях для малых скоростей  $v/v_0 < 1$  может оказаться  $\sigma(Z \rightarrow Z-2) > \sigma(Z \rightarrow Z-1)$ .

Важным случаем двухэлектронной перезарядки является процесс  ${}_4\text{He}^{+2} + [{}_3\text{He}^0 \text{ или } \text{Li}^0] \rightarrow {}_4\text{He}^0$  перезарядки  $\alpha$ -частиц на нейтральном гелии (или литии). Этот процесс может служить основной диагностики  $\alpha$ -частиц, возникающих в термоядерных реакциях [82]. Его сечение представлено на рис. 10 [83]. Видно, что оно велико ( $\sim 10^{-16}$  см<sup>2</sup>) для медленных  $\alpha$ -частиц и мало для частиц с энергией  $E \approx 3,5$  МэВ ( $v \sim 13 \cdot 10^8$  см·сек<sup>-1</sup>), образующихся при ядерных реакциях. Тем не менее регистрация быстрых  $\alpha$ -частиц также возможна, если в плазму инъекти-

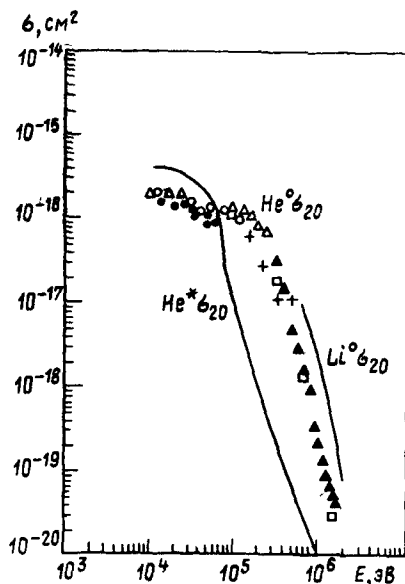


Рис. 10. Сечение  $\sigma_{20}$  двукратной перезарядки  $\text{He}^{2+} + \text{He}$  (по работе [82]:  $+$ ,  $\Delta$ ,  $\circ$ ,  $\square$ ,  $\blacktriangle$ ,  $\bullet$  — экспериментальные данные для гелия в основном состоянии  $\text{He}^0$ ; — теоретические оценки сечений для гелия в метастабильном состоянии  $\text{He}^*$  и лития — в основном состоянии  $\text{Li}^0$ )

ровать пучок быстрых нейтральных атомов  $\text{He}^0$ , для которых относительная скорость «термоядерных»  $\alpha$ -частиц будет невелика, подробнее см. [82].

#### 4. ИНТЕНСИВНОСТЬ И ФОРМА СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

##### 4.1. Интенсивности линий многозарядных ионов

###### 4.1.1. Резонансные линии и их сателлиты

Спектры многозарядных ионов (даже с простым электронным остовом) изобилуют большим количеством индивидуальных линий, расположенных вблизи линии, отвечающей основному (дипольно разрешенному) переходу, см. рис. 11. Это обусловлено тем, что запреты на «запрещенные» в схеме LS связи переходы снимаются при увеличении заряда иона (вследствие быстрого роста взаимодействия спин—орбита), тогда как сечения возбуждения различных уровней электронным ударом обычно имеют один и тот же порядок величины.

На рис. 11 представлен рентгеновский спектр  $K_{\alpha}$ -линии железа, наблюдаемый на токамаке PLT [15, 46]. В таблице 1 указаны конфигурации, переходы между которыми ответственны за образование линий различных типов, а также экспери-

Таблица 1

Обозначение	Переход	$\lambda_{\text{эксп}}, \text{Å}$	$\lambda_{\text{теор}}, \text{Å}$	$A_{\text{теор}}, \text{с}^{-1}$
w	$1s^2 (^1S_0) - 1s 2p (^1P_1^0)$	1,8500	1,8500	4,6 (14)
x	$1s^2 (^1S_0) - 1s 2p (^3P_2^0)$	1,8552	1,8550	6,5 (09)
y	$1s^2 (^1S_0) - 1s 2p (^3P_0)$	1,8592	1,8591	4,0 (13)
z	$1s^2 (^1S_0) - 1s 2s (^3S_1)$	1,8681	1,8678	2,1 (08)
t	$1s^2 2s (^2S_{1/2}) - 1s 2s 2p (^2P_{1/2}^0)$	1,8567	1,8562	1,97 (14)
q	$1s^2 2s (^2S_{1/2}) - 1s 2s 2p (^2P_{3/2}^0)$	1,8608	1,8601	4,7 (15)
a	$1s^2 2p (^2P_{3/2}^0) - 1s 2p^2 (^2P_{3/2})$	1,8618	1,8615	6,2 (14)
k	$1s^2 2p (^2P_{1/2}^0) - 1s 2p^2 (^2D_{3/2})$	1,8632	1,8622	3,1 (13)
r	$1s^2 2s (^2S_{1/2}) - 1s 2p 2s (^3P_{1/2}^0)$	1,8632	1,8631	2,9 (14)
j	$1s^2 2s (^2S_{1/2}) - 1s 2p^2 (^2D_{5/2})$	1,8657	1,8653	2,1 (14)
$\beta$	$1s^2 2s^2 (^1S_0) - 1s 2s^2 2p (^1P_1)$	1,8705	1,8692	4,4 (14)

\* Цифры в скобках обозначают степень числа 10.

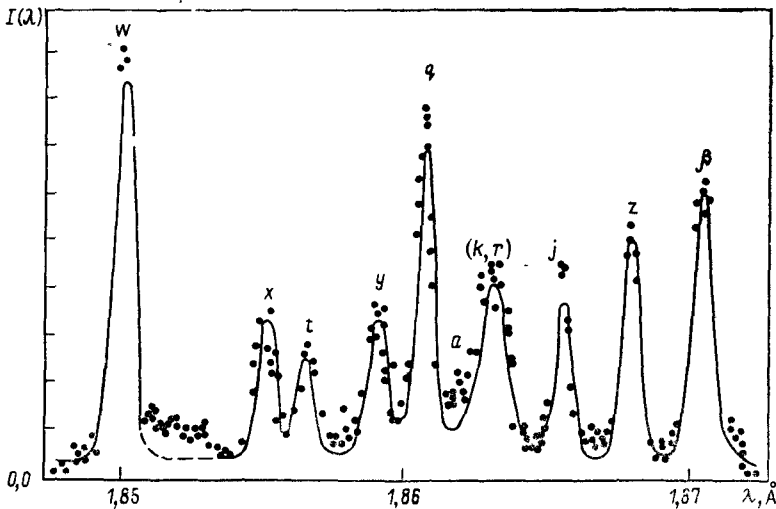


Рис. 11. Спектр  $I(\lambda)$  вблизи  $K_{\alpha}$  — линии железа, наблюдаемый на токамаке PLT (по обзорам [15, 46])

ментальные и теоретические длины волн  $\lambda$  (Å) и скорости радиационных распадов  $A$  (сек<sup>-1</sup>) (ссылки на оригинальные работы см. в [15, 46]).

Линии образованы переходами в He-, Li- и Be-подобных ионах железа. Они лежат в узком диапазоне от 1,85 Å до 1,87 Å вблизи основной разрешенной линии He-подобного иона. Оставляя подробный анализ интенсивности линий до гл. V, отметим лишь, что, несмотря на большое (от 10<sup>8</sup> до 10<sup>15</sup> сек<sup>-1</sup>) различие значений  $A$ , все интенсивности имеют одинаковый порядок величины. Это объясняется тем, что при достаточно больших  $A$  интенсивности линий пропорциональны, как уже отмечалось в п. 3.2, скорости электронного возбуждения, которая для всех переходов имеет примерно одинаковый порядок величины. Линии, расположенные вблизи основных переходов ( $\omega$ ), иногда называют сателлитами [2].

#### 4.1.2. Автоионизационные линии

Часть линий в табл. 1 образуется вследствие возникновения «дырки» в заполненной  $1s^2$ -оболочке. Уровни, отвечающие таким состояниям, могут испытывать автоионизационный распад. Особо отметим группу автоионизационных линий  $1s^2nl-1s2pnl$  с большими  $n$  (не указанных в табл. 1), которые образуют длинноволновый фон в непосредственной окрестности резонансной  $\omega$ -линии, см. рис. 11. Расчеты такого фона хорошо согласуются с экспериментом, см. [46].

#### 4.1.3. Запрещенные магнитно-дипольные ( $M1$ ) переходы

Особую роль в диагностике плазмы играют запрещенные  $M1$  переходы между компонентами тонкой структуры уровней многозарядных ионов. Примером (ставшим в плазменных исследованиях почти классическим) является  $M1$ -линия  $\lambda = 2665$  Å иона железа FeXX, образуемая при переходе  $D_{5/2}-D_{3/2}$ . Использование таких линий в диагностике термоядерной плазмы весьма удобно тем, что они лежат в видимом (или близком ультрафиолетовом) диапазоне и, в то же время, принадлежат ионам с высоким потенциалом ионизации, присутствующим в центральной (горячей) области плазмы. Отметим, что для элементов группы железа (Cr, Ni, Ti)  $M1$ -линии обладают наибольшей длиной волны для переходов внутри конфигурации  $2p^3$  (тогда как уже для конфигураций  $2p^2$  и  $2p^4$  эти переходы попадают в более жесткую область спектра). Примеры использования таких линий в диагностике приведены в гл. 7.

#### 4.2. Форма спектров $K_\alpha$ -линий в плазме

Наблюдение линий  $K_\alpha$  тяжелых примесей (Fe, Cr, Ni) является одной из основ современной диагностики плазмы [2—5, 52]. Расчеты формы спектра  $K_\alpha$ -линии железа были впервые

предприняты в [52]. Линия  $K_\alpha$  образуется в результате  $2p-1s$ -переходов, возникающих при удалении электрона из  $1s^2$ -оболочки. Имеются три механизма, ответственных за образование «дырки» в  $1s^2$ -оболочке: 1) прямое возбуждение электрона из  $1s$  в  $2p$  или (если состояния  $2p$  частично заполнены) более высокие оболочки; 2) диэлектронная рекомбинация (ДР), сопровождающаяся возбуждением  $1s^2$ -оболочки электронного остова; 3) прямая ионизация электрона из  $1s^2$ -оболочки. Основную роль играют, как правило, первые два механизма.

В результате создания «дырки» в  $1s$ -оболочке образуется сложная возбужденная конфигурация иона типа  $1s2s^22p^knl$ , состоящая из большого числа индивидуальных подуровней; распад ее в исходное  $1s$ -состояние сопровождается излучением большого числа индивидуальных линий («массива» линий), лежащего в определенном спектральном диапазоне. Другая возбужденная конфигурация излучает массив линий в соседнем спектральном диапазоне. Результирующий вид спектра образуется в результате наложения в ионах различной кратности ионизации различных массивов линий, излучаемых из различных возбужденных конфигураций.

Расчет спектров таких линий требует знания фактически всего комплекса атомных данных, описанного в гл. 3. Ввиду сложности последовательного учета всего этого комплекса в [52] использовались полуэмпирические формулы для скоростей различных процессов, см. гл. 3. Результаты расчетов [52] спектров  $K_\alpha$ -линии железа для различных температур приведены на рис. 12 (а, б).

При сравнении с экспериментом, ввиду ограниченной точности последнего, расчетные данные «огрубляются» путем свертки с аппаратной функцией конечной ширины, от выбора

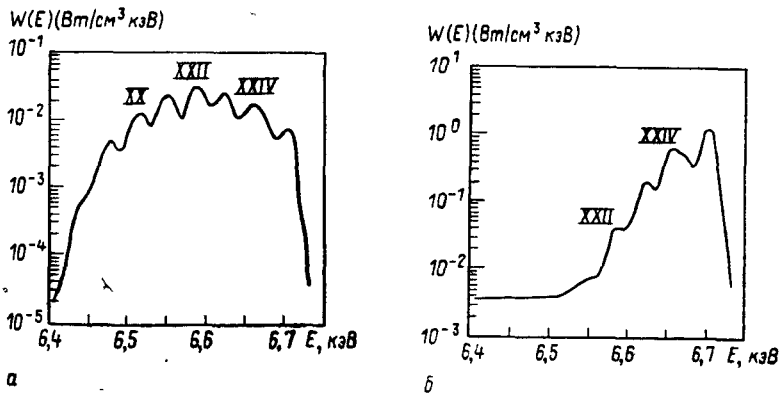


Рис. 12. Вид расчётных спектров  $K_\alpha$ -линии железа при двух температурах [52]:

а—при  $T_e=1$  кэВ; б—при  $T_e=2$  кэВ

которой зависит степень изрезанности полного спектра, см. [52]. Сравнение с результатами опытов на установке PLT в [52] обнаруживает некоторое несоответствие: вид теоретического спектра лучше совпадает с экспериментальными для другой (более высокой) температуры. Однако как полная ширина спектра, так и положения основных максимумов хорошо согласуются с теорией. Следует отметить также возможные погрешности расчета, связанные как с использованием полуэмпирических формул, так и с приближенным характером расчета автоионизационных ширин, значения которых заметно отличаются, например, от данных [9].

### 4.3. Механизмы уширения линий в плазме

Явление уширения линий состоит в том, что в плазме данная линия излучается атомом не в узком спектральном интервале порядка естественной ширины (как это было бы для изолированного атома в вакууме), а в гораздо более широком интервале частот  $\Delta\omega$ . Причины, вызывающие уширение линий, состоят в том, что, во-первых, наблюдаемая линия излучается не отдельным атомом, а целым ансамблем атомов, частоты излучения которых могут быть по ряду причин различны, и, во-вторых, излучающий атом подвергается воздействию внешних полей, создаваемых частицами и волнами в плазме. От конкретной причины уширения зависят как полуширина линии, так и ее форма (профиль)  $I(\omega)$ , т. е. характер распределения интенсивности по частоте. Исследование контуров уширенных линий дает важную информацию о состоянии плазмы. Основными механизмами уширения линий в плазме являются эффекты Доплера, Штарка и Зеемана.

#### 4.3.1. Доплеровское уширение

Доплеровское уширение линий обусловлено сдвигом частоты излучающего атома вследствие эффекта Доплера [38] на величину  $v_i\omega_0/c$  ( $v_i$  — скорость атома в направлении луча зрения,  $\omega_0$  — частота излучения). Отдельный атом с данным значением  $v_i$  излучает бесконечно узкую линию:  $I(\omega) \propto \delta(\omega - \omega_0 - v_i\omega_0/c)$ . Однако, наблюдаемый контур линии излучается не одним, а целым ансамблем атомов, имеющих различные проекции скорости  $v_i$  на направление волнового вектора  $k$  ( $|k| \equiv k \equiv \omega_0/c$ ). Поэтому результирующий контур получается путем усреднения спектра отдельного атома с функцией распределения по скоростям  $f(v)$ . Для максвелловского распределения  $f(v)$  это приводит к известному доплеровскому контуру линии:

$$I_D(\Delta\omega) \equiv \frac{1}{\sqrt{\pi}kv_0} \exp[-(\Delta\omega/kv_0)^2], \quad (44)$$

где  $\Delta\omega \equiv \omega - \omega_0$ ,  $v_0 = \sqrt{2T/\bar{M}}$  — наивероятнейшая тепловая скорость атома.

Отметим, что контур вида (44) получается лишь в том случае, если скорость атома (или иона) в процессе излучения остается неизменной. Это реализуется при условии, что длина свободного пробега излучающего иона  $L$  велика по сравнению с длиной световой волны  $\lambda$ , т. е.  $L \gg \lambda$ , см. [2]. В противном случае, т. е. при  $L \ll \lambda$ , контур линии резко меняется. Дело в том, что при  $L \ll \lambda$  движение атома в пространстве скоростей носит характер диффузии с коэффициентом  $D \sim v_0^2/\nu$ , где  $\nu$  — частота испытываемых атомом столкновений. В результате излучаемая им линия имеет не гауссовскую (как (44)), а лоренцовскую форму с шириной  $\gamma \sim (kv_0)^2/\nu$ , которая при  $L \ll \lambda$  оказывается гораздо меньше доплеровской ширины  $kv_0$ . Этот эффект называется эффектом сужения Дике, см. [2]. Его наблюдения относятся, в основном, к нейтральному газу [2]. Легко однако понять, что он может реализоваться и в плотной (например, лазерной) плазме. Действительно, оценивая параметр  $kv_0/\nu$  для переходов с  $\Delta l = 0$  в ионах с зарядом  $Z \sim 10$ , испытывающих ион—ионные столкновения в плазме с температурой  $T \sim 1$  кэВ, можно убедиться, что  $L/\lambda < 1$  уже при  $N_Z \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , см. [84]. В разреженной плазме контур линии полностью доплеровский. На рис. 13 показан доплеровский контур линии  $H_\alpha$ , наблюдаемый в плазме токамака Т-3 [85], подробнее см. [86, 87].

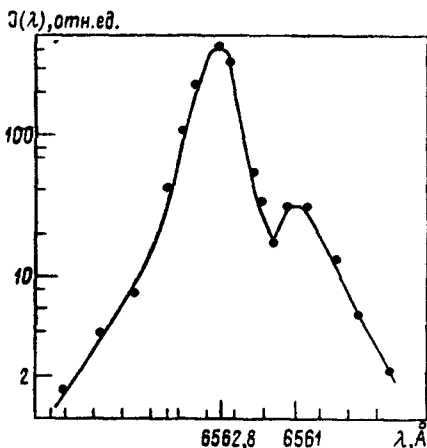


Рис. 13. Доплеровский контур линий  $H_\alpha$  и  $D_\alpha$  в водородно-дейтериевой плазме токамака Т-3 ( $T_i \sim 150$  эВ) [85]

### 4.3.2. Штарковское уширение

Штарковское уширение обусловлено изменением энергии атомного состояния вследствие штарковских сдвигов уровней в электрическом поле, создаваемом частицами плазмы, ср. гл. 2. Следует различать два основных механизма уширения — статический и ударный, разделение которых имеет, подчеркнем, общее значение независимо от типа физического эффекта, вызывающего уширение.

Исходное допущение статической теории состоит в том, что атомный уровень испытывает (не зависящие от времени) сдвиги частоты  $\Delta\omega = f(\gamma)$ , являющиеся функцией некоторого физического параметра  $\gamma$  (скорости  $v$ , излучающего атома при эффекте Допплера, напряженности электрического поля  $F$  при эффекте Штарка и т. д.), статистическое распределение которого  $W(\gamma)$  считается известным. В этой схеме каждый атом «видит» свое значение параметра  $\gamma$  и излучает бесконечно узкую линию:

$$I_{\alpha\beta}^{\gamma}(\omega) = I_{\alpha\beta} \delta[\Delta\omega - f(\gamma)]. \quad (45)$$

Наблюдаемая интенсивность получается суммированием интенсивностей от отдельных атомов или, что эквивалентно, усреднением (45) по распределению  $W(\gamma)$ , что дает:

$$I_{\alpha\beta}(\omega) = I_{\alpha\beta} W[f^{-1}(\Delta\omega)] df^{-1}(\Delta\omega)/d(\Delta\omega), \quad (46)$$

где  $f^{-1}$  — функция, обратная функции  $f$ .

Если, например, роль  $\gamma$  играет компонента скорости  $v_i$  атома, то  $f(\gamma) = \omega_0 v_i/c$  и из (46) следует доплеровский контур линии (44).

Для важного случая линейного штарк-эффекта в электрическом поле  $F$ , создаваемом ионами плазмы, имеем  $\gamma = |F| \equiv F$ ,  $f(\gamma) = C_2^{\alpha\beta} F$ ,  $W(\gamma)$  — функция распределения полей  $F$ , так что

$$I_{\alpha\beta}(\omega) = \frac{I_{\alpha\beta}}{C_2^{\alpha\beta}} W(\Delta\omega/C_2^{\alpha\beta}). \quad (47)$$

Основная проблема в статической теории уширения состоит в расчете функции распределения  $W(F)$ , см. [88]. Ее простейшая форма, отвечающая идеальной плазме ( $N\rho_D^3 \rightarrow \infty$ ), была найдена Хольцмарком, см. [89]:

$$W(F) dF = 4\pi H(F/F_0) dF/F_0, \quad F_0 = 2,603 eN^{2/3}, \quad (48)$$

где  $H(x)$  — универсальная функция Хольцмарка [88],  $F_0$  — характерный масштаб ее изменения, график функции  $H(x)$  представлен на рис. 14.

Полный контур  $I_{ab}$  водородной линии  $a \rightarrow b$  получается путем подстановки (48) в (47) и суммирования по всем штарковским



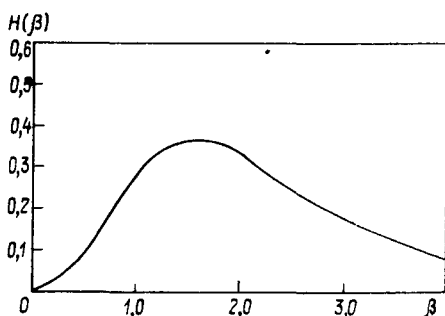


Рис. 14. Распределение Хольцмарка  $H(\beta)$

компонентам  $\alpha \rightarrow \beta$ :

$$I_{\alpha\beta}(\omega) = \frac{1}{I_0} \sum_{\alpha, \beta} \frac{I_{\alpha\beta}}{C_2^{\alpha\beta} F_0} H(\Delta\omega e / C_2^{\alpha\beta} F_0), \quad (49)$$

где  $I_0$  — полная (интегральная по  $\omega$ ) интенсивность линии. Расчеты контуров по формуле (49) для ряда водородных линий выполнены в [90]. Уточнения функции распределения  $W(F)$  приняты в ряде работ, см. [89].

Характерная величина уширения  $\Delta\omega_0$ , следующая из (49), равна:

$$\Delta\omega_0 \sim C_2 F_0 / e \sim n^2 \left( \frac{\hbar}{m} \right) N^{2/3}. \quad (50)$$

Видно, что статическое штарковское уширение растет с плотностью ионов и, особенно быстро, — с увеличением номера уровня  $n$ . Статические контуры линий неоднократно наблюдались в низкотемпературной плазме ( $T \sim 1$  эв,  $N \sim 10^{15} \div 10^{18}$  см $^{-3}$ ), см. [89], а также и в высокотемпературной ( $T \sim 1$  кэв) плотной ( $N \sim 10^{21}$  см $^{-3}$ ) плазме [19, 91].

Противоположным статическому является ударный механизм уширения. Качественное разграничение этих двух механизмов определяется следующим параметром. Пусть  $\Delta\omega_0$  обозначает характерный сдвиг частоты атома, вызываемый одним из перечисленных выше механизмов уширения. Пусть далее  $\tau_c$  — время корреляции физических величин, вызывающих уширение (например, для доплеровского уширения  $\tau_c^D \sim L/v_0$  — время свободного пробега атома, для штарковского уширения  $\tau_c^M \sim N^{-1/3}/v_i$  — время изменения ионного поля и т. д.). Величина произведения этих двух параметров, называемого индексом модуляции:

$$g = \Delta\omega_0 \tau_c \quad (51)$$

и определяет преобладающий механизм уширения.

Статический контур (49) отвечает случаю  $g \gg 1$  (т. е. глубоким и медленным сдвигам частоты атома). Для доплеровского уширения величина  $g$  сводится, очевидно, к параметру  $L/\lambda$ . Для штарковского уширения параметр  $g$  оказывается порядка:

$$g_{\text{ш}} \sim \Delta\omega_0 N^{-1/3} / v \sim N^{1/3} C_2 / v. \quad (52)$$

Условие статичности  $g_{\text{ш}} \gg 1$  выполняется обычно для ионов в плазме достаточно большой плотности.

Ударный механизм уширения отвечает значениям  $g \ll 1$ . Контур линии в этом случае является лоренцовским с шириной  $\gamma$ , называемой ударной шириной линии [2, 19]. В сущности мы уже встречались с трансформацией контура из статического (гауссовского) в ударный (лоренцовский) на примере доплеровского механизма уширения, где это явление называется эффектом сужения Дике. Такая же ситуация имеет место и для штарковского уширения, где условие  $g \ll 1$  реализуется обычно для уширения электронами [2, 19]. Ударную ширину  $\gamma$  легко получить, воспользовавшись аналогией с эффектом сужения, согласно которой отношение  $\gamma$  к статическому сдвигу  $\Delta\omega_0$  равно как раз параметру  $g^*$ :

$$\gamma \sim \Delta\omega_0 g \sim N C_2^2 / v. \quad (53)$$

Величину  $\gamma$  в (53) следует умножить дополнительно на кулоновский логарифм  $\Lambda$ , характерный для всех задач о кулоновских столкновениях [89]. Более детальные оценки  $\gamma$  приведены в [19].

Разграничение статического и ударного механизмов уширения, определяемое параметром (52), необходимо во избежание грубых ошибок в оценках ширин линий. Так, в плотной низкотемпературной плазме для ионов обычно выполняется условие  $g_i \gg 1$ , а для электронов  $g_e \ll 1$ . Здесь полная ширина линии определяется в основном статическим (ионным) механизмом уширения  $\Delta\omega_{0i}$  и превосходит ударную электронную ширину  $\gamma_e$  ( $\Delta\omega_{0i}/\gamma_e \sim g_e^{-1/3} \gg 1$ ). В высокотемпературной плазме низкой плотности (например, плазме токамака) «ударны» не только электроны, но и ионы:  $g_e \ll g_i \ll 1$ . В этих условиях штарковское уширение по-прежнему определяется ионами, но оно должно оцениваться уже по формулам ударной теории (53). Здесь, правда, штарковское уширение оказывается меньшим доплеровского уширения (за исключением крыльев линий, где доплеровский контур резко спадает).

Для иллюстрации изложенного на рис. 15 из [93] приведен контур линии  $H_\alpha$  в плазме с параметрами  $N_e \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$   $T_e \approx \approx 4 \cdot 10^4 \text{ К}$ . Интенсивные центральные компоненты этой линии (для которых  $C_2 \propto (n_1 - n_2) = 0$ ) испытывают, в основном, ударное уширение электронами, тогда как боковые (смещенные)

\* Обычный способ оценки  $\gamma$  состоит в вычислении частоты столкновений, сильно сбивающих фазу излучающего атома [2].

штарковские компоненты (для которых  $C_2 \neq 0$ ) испытывают статическое уширение ионами. Общий контур линии определяется наложением этих двух механизмов уширения с должным учетом относительной интенсивности штарковских компонент. Для сравнения пунктиром на рис. 15 показан статический (хольцмарковский) контур боковых компонент.

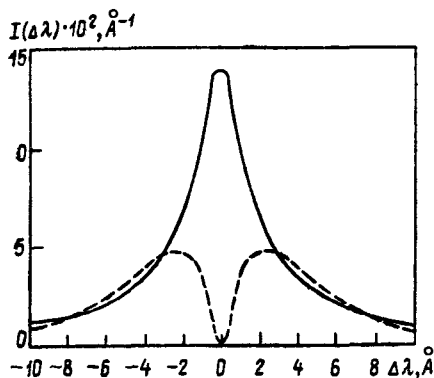


Рис. 15. Контур линии  $H_{\alpha}$  (сплошная кривая) в плазме с параметрами  $N_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = 4 \cdot 10^4 \text{ К}$  (по книге [19]);

пунктир — хольцмарковский контур смещённых (боковых) компонент

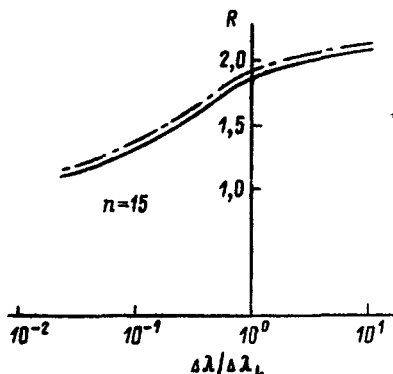


Рис. 16. Относительное число  $R$  статически уширяющихся частиц для линии  $H_{15}$ :

сплошная линия — данные [92], штрихпунктирная линия — расчёт (по обзору [89])

На рис. 16 показана постепенная смена ударного механизма уширения статическим для электронов по мере удаления в крыло линии ( $\Delta\omega \rightarrow \infty$ ). Такая смена должна происходить вследствие эффективного увеличения параметра  $g$  (51) при  $\Delta\omega \rightarrow \infty$ . Параметр  $R$  на рис. 16 определяет относительное число статически уширяющихся частиц ( $R=1$  — статичны только ионы,  $R=2$  — статичны как ионы, так и электроны). Видно, что  $R \rightarrow 2$  при  $\Delta\lambda \rightarrow \infty$  (данные [92] по обзору [89]).

В последние годы одной из основных проблем теории статического уширения является проблема отклонения от статического контура вблизи центра линий, см. [93]. Экспериментально установлено [93], что эти отклонения связаны с величиной приведенной массы  $\mu$  пары излучающий атом — возмущающий ион (т. н. «эффект приведенной массы» [93]). Приведены теоретические объяснения этого эффекта [94, 95], основанные на учете теплового движения ионов. В современной ударной теории уширения (см. [19]) имеются значительные несоответствия между различными расчетами ударных ширин бальмеровских линий, а также с некоторыми экспериментальными данными по линии  $L_{\alpha}$ , см. [96]. Одним из важных направлений является развитие квантовой теории уширения (см. [89]) как ионами в далеких крыльях лаймановских линий [97], так и электронами [98, 99].

### 4.3.3. Турбулентное уширение

Турбулентное уширение обусловлено штарковскими сдвигами атомных уровней в электрических полях  $F$ , создаваемых различными коллективными колебаниями, возникающими в плазме с высоким уровнем турбулентности. Поля этих колебаний естественно разделить на низкочастотные (НЧ), обусловленные ионами плазмы, и высокочастотные (ВЧ), обусловленные электронами. Тогда для НЧ-колебаний реализуется статический механизм уширения, а для ВЧ-колебаний — ударный. Параметр  $g$ , разграничивающий оба эти механизма, определяется прежней формулой (51), где в качестве корреляционного времени  $\tau_c$  следует подставить обратную величину характерной полуширины спектра шумов. Спектры водорода, уширенные турбулентными шумами, неоднократно наблюдались и рассчитывались теоретически в последние годы [100—103].

Статическое уширение, обусловленное ионными НЧ-колебаниями, описывается прежними соотношениями (46). Основная проблема состоит в расчете функции распределения  $W(F)$ , учитывающей воздействия электрических полей как индивидуальных частиц, так и коллективных колебаний. Общее решение этой проблемы весьма сложно. Однако в практически интересных случаях уровень турбулентных шумов и масштаб  $F_{\text{coll}}$  создаваемых ими полей можно считать параметром, не завися-

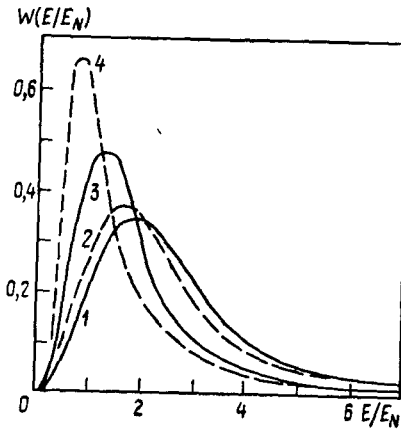


Рис. 17. Распределение полей в турбулентной плазме:

Кривые 3 и 4 — распределения Хольцмарка и ближайшего соседа, кривые 1 и 2 — свертки этих распределений с распределением Рэлея

параметра  $\alpha = F_H/F_R$  распределение  $W(F)$  совпадает с функцией Хольцмарка, а при  $\alpha \ll 1$  большая часть  $W(F)$  близка к функции Рэлея-Гаусса:

щим от масштаба  $F_0 = F_{\text{ind}}$  полей индивидуальных частиц [100]. Поэтому результирующее распределение  $W(F)$  хорошо описывается сверткой двух распределений —  $W_{\text{ind}}$ , учитывающего поля индивидуальных частиц и  $W_{\text{coll}}$ , учитывающего поля коллективных колебаний. Последнее находится точно так же, как и результирующее поле обычных световых колебаний, и описывается распределением Рэлея-Гаусса [100]. На рис. 17 приведен вид функций распределения, получаемый путем свертки функции Хольцмарка (с масштабом  $F_0$ ) и функции Рэлея-Гаусса (с масштабом  $F_R$ ). При большой величине

$$W_R(F) dF = 3\sqrt{6/\pi} F^2 dF \exp\left(-\frac{3}{2} F^2 / F_R^2\right). \quad (54)$$

Экспериментально наличие интенсивных НЧ-шумов проявляется в том, что статические спектры атомов оказываются значительно шире тех, которые следуют из оценок (50), основанных на уширении индивидуальными частицами. Нередко распределение НЧ-шумов оказывается анизотропным, что проявляется в поляризации наблюдаемого контура линии [102].

Наряду с НЧ-шумами в турбулентной плазме развиваются интенсивные ВЧ-шумы, наличие которых приводит к сильно изрезанному контуру линии. В гл. 2, рис. 2 уже приводился расчетный вид контура при одновременном воздействии НЧ и ВЧ шумов. Причина появления провалов на контурах линий состоит в том, что ударная ширина  $\gamma_{\text{coll}}$ , создаваемая ВЧ-шумами, резко возрастает в точках резонанса между частотой штарковского расщепления  $C_2 F_{\text{coll}}$  в полях НЧ-шумов и частотой  $\omega_{pe}$  ВЧ-шумов (обычно ленгмюровских колебаний), см. [101]. В результате при некоторых значениях  $F$  образуются провалы интенсивности. Положения этих провалов, рассчитанные теоретически [101, 102], хорошо согласуются с экспериментом. На рис. 18 представлены контуры линии  $H_\alpha$ , наблюдаемые в условиях сжатия Z-пинча [103]. Здесь естественно ожидать развития интенсивных турбулентных шумов в процессе сжатия,

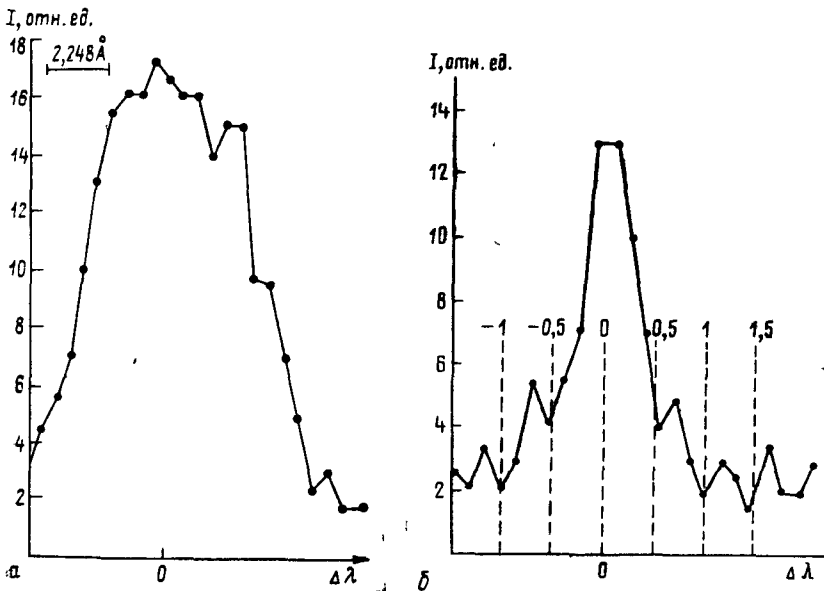


Рис. 18. Контур линии  $H_\alpha$ , наблюдаемый при сжатии Z-пинча [103]:  
а — в момент первой особенности, б — после второй особенности

что подтверждается картинами спектров, изрезанность которых сильно возрастает после момента второй особенности, см. рис. 18.

#### 4.4. Образование запрещенных линий

##### 4.4.1. Запрещенные линии He. Время жизни метастабильных уровней

Образование дополнительных линий в атомных спектрах, наблюдаемых в плазме, обусловлено снятием «запретов» на переходы в результате воздействия на атом внешних электрических полей. Этот эффект уже обсуждался в п. 2.2 гл. 2. На рис. 19 приведен расчетный [20] и экспериментально наблюдаемый [104] контур линии He<sup>I</sup>  $\lambda = 4471 \text{ \AA}$  в плазме с параметрами  $N_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = 8 \cdot 10^3 \text{ K}$ ,  $T_i = 13,5 \cdot 10^3 \text{ K}$ . Видно хорошее соответствие с теорией, что позволяет использовать это явление для определения параметров плазмы.

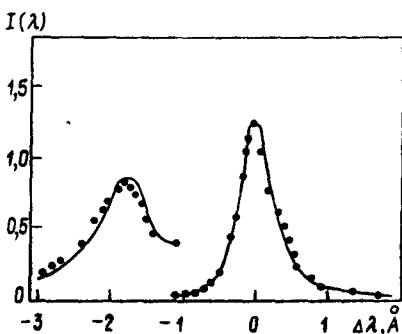


Рис. 19. Контур линии HeI (4471 Å) в плазме с параметрами  $N_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e \approx 8 \cdot 10^3 \text{ K}$ ,  $T_i \approx 13 500 \text{ K}$  [20]: точки — эксперимент, сплошная кривая — расчет

Близкая по постановке проблема связана с расчетами времени жизни в плазме метастабильных уровней, представляющих интерес для ее диагностики. Классической задачей здесь является высвечивание метастабильного  $2s_{1/2}$ -уровня водорода (или H-подобного иона) под воздействием заряженных частиц плазмы. Время жизни  $t_{ж}$  можно получить, оценивая его либо при воздействии на атом статического ионного поля, либо, напротив, при воздействии на него быстрых столкновений, приводящих к переходам на излучающие уровни  $2p$  [35].

В действительности, в зависимости от области параметров плазмы может реализоваться как тот, так и другой механизм [105]. В работе [106] оценки времени жизни  $t_{ж}$  применены к анализу интенсивности компонент тонкой структуры H-подобных ионов, наблюдаемых в лазерной плазме.

##### 4.4.2. Плазменные спутники

Плазменные спутники образуются вблизи запрещенных компонент атомных линий при воздействии на атом плазменных (лентмюровских) колебаний. Механизм их образования объяснен в п. 2.2 гл. 2. На рис. 1 показан плазменный спутник линии

NeI [21]. Аналогичные эффекты неоднократно наблюдались и в других экспериментах в плазме с развитой ленгмюровской турбулентностью [19].

## 5. РОЛЬ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ПРОЦЕССОВ В ДИАГНОСТИКЕ ПЛАЗМЫ

Здесь мы остановимся вкратце на некоторых методиках диагностики плазмы, основанных на физических особенностях описанных выше элементарных процессов.

### 5.1. Линейчатое излучение многозарядных ионов

#### 5.1.1. Линии $K_\alpha$ тяжелых примесей в плазме токамака

Наблюдения структуры  $K_\alpha$ -линий примесей ионов Fe, Cr, Ni в токамаке могут дать важную информацию о параметрах плазмы.

Прежде всего, абсолютные измерения полной интенсивности линий с последующим их сравнением с расчетными данными (типа приведенных на рис. 12) позволяют определить абсолютное содержание примеси данного элемента в плазме. Надежность этих данных сильно зависит от надежности используемых в расчетах значений скоростей различных элементарных процессов, см. [52] и гл. 3.

Далее, измерения относительных интенсивностей  $I_i$  различных спутников (типа приведенных в табл. 1) к интенсивности  $I_w$  резонансной линии позволяют определить температуру электронов и ионизационный состав (т. е. относительные концентрации ионов различной кратности ионизаций) плазмы.

Среди линий, приведенных в табл. 1, следует различать линии, образующиеся преимущественно вследствие ДР, и вследствие прямого возбуждения электрона из 1s-оболочки.

Так например, линии в табл. 1, излучаемые при переходах в Li-подобных (трехэлектронных) ионах могут быть образованы либо вследствие ДР He-подобного иона, либо при возбуждении из оболочки Li — подобного иона. Поэтому интенсивности линий первого типа пропорциональны концентрации He-подобных ионов, а второго — Li-подобных ионов. Относительная интенсивность линий первого типа определяется только температурой  $T_e$ :

$$I_i^{\text{ДР}} / I_w \propto \frac{1}{T_e} \exp(E_i / T_e), \quad (55)$$

где  $E_i$  — энергия ионизации литиеподобного иона. Из отношения интенсивности ДР-спутника к  $I_w$  выпадает концентрация примеси  $N_z$ , поскольку как сама линия  $I_w$ , так и ее ДР — спутники образуются из одного и того же He-подобного

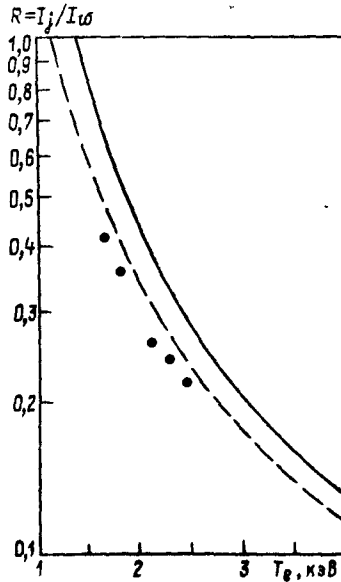


Рис. 20. Отношение  $R = I_j / I_w$  интенсивности  $I_j$  спутниковой линии к интенсивности  $I_w$  — резонансной линии как функции  $T_e$ :

точки — эксперимент, сплошные линии и пунктир — теория (по обзору [46])

иона. К таким спутникам относятся все Li-подобные спутники в табл. 1 (за исключением  $t$ ,  $q$ ,  $(k, r)$ ). На рис. 20, взятом из [15], приведены расчетные и экспериментально измеренные отношения  $I_j / I_w$  для ДР — спутников в зависимости от температуры  $T_e$ . Видно хорошее соответствие между этими данными.

Для линий, возбуждаемых прямым электронным ударом (например, Li-подобных  $q$ -линий в табл. 1) отношение интенсивности к интенсивности резонансной He-подобной линии  $I_w$  уже зависит от отношения концентраций Li и He-подобных ионов, т. е.

$$I_j^{\text{ext}} / I_w \propto N_Z / N_{Z+1}. \quad (56)$$

Аналогичная ситуация реализуется и для линии  $\beta$  Be-подобного иона. Поэтому измерения интенсивности таких линий позволяют определить ионизационный состав плазмы. Так например, для данных токамака *PLT*, приведенных на рис. 11, отношение  $N(\text{FeXXIV}) / N(\text{FeXXV}) \approx 2$  аномально велико (по сравнению с расчетами для плазмы, находящейся в установившемся ионизационном равновесии). Это свидетельствует о том, что плазма находится в стадии ионизации [46]. Подробный анализ относительных интенсивностей различных линий проведен в [2, 4, 9, 107].



Наконец, измерения доплеровской ширины  $K_\alpha$ -линий позволяют определить температуру тяжелых частиц  $T_i$  в центре плазмы. Именно такая методика, основанная на анализе контура  $\omega$ -линии иона FeXXV, была использована для определения  $T_i$  в установке PLT в процессе инжекции быстрых нейтральных атомов водорода [15]. Отметим, что точность измерений  $\lambda/\Delta\lambda$  в этой области должна быть достаточно высока:  $\lambda/\Delta\lambda \geq 2 \cdot 10^4$ .

### 5.1.2. M1-линии в плазме токамака

Наблюдения M1-переходов для тяжелых примесей в плазме токамака были впервые проведены на установке T-4 [108]. Наблюдаемая «зеленая» линия  $\lambda = 5303 \text{ \AA}$  отвечает переходу  $^2P_{3/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$  в ионе FeXIV. На токамаке PLT линия 2665  $\text{\AA}$  иона FeXX была использована (наряду с  $K_\alpha$ -линиями) для определения  $T_i$  в процессе инжекции нейтралов. В отличие от рентгеновского диапазона, определение доплеровской ширины таких линий не представляет труда. Результаты измерений  $T_i$  обоими способами хорошо согласуются друг с другом. Более того, наблюдения M1-линий позволяют измерить скорость тороидального вращения плазмы в процессе несбалансированной инжекции нейтралов [46]. Основная проблема при наблюдении M1-линий связана с самой возможностью их регистрации в условиях большого плазменного фона [108].

### 5.2. Тормозное и рекомбинационное излучение

Исследование непрерывного спектра излучения («континуума») плазмы, обусловленного тормозным и рекомбинационным излучением, также позволяет определить ряд важных параметров плазмы. Характерные энергетические масштабы изменения континуума гораздо больше соответствующих масштабов для спектральных линий и определяются, по порядку величины, температурой плазмы. На рис. 21 представлен общий вид спектра, излучаемого периферийными участками плазмы токамака T-10 с примесью аргона [109]. Непрерывный фон на рис. 21 обусловлен тормозным излучением (ТИ). Поскольку энергетическая зависимость спектра ТИ определяется фактором  $\exp[-\hbar \omega/kT_e]$ , измерение угла наклона прямой на рис. 21 позволяет определить температуру электронов  $T_e$ . В ряде экспериментов [110] вид спектра не может быть аппроксимирован одной прямой, а имеет характерный излом, объясняющийся присутствием высокоэнергичных, «надтепловых» («убегающих») электронов. Таким образом, измерения континуума позволяют сделать заключения о функции распределения электронов по скоростям.

Далее, на рис. 21 ясно выделяются два пика интенсивности. Первый из них (в области  $E \approx 2,8 \text{ кэВ}$ ) является  $K_\alpha$ -линией

аргона. Второй (при  $E \approx 4,2$  кэВ) представляет собой скачок фоторекомбинационного излучения, обусловленный переходом рекомбинирующего электрона в основное состояние иона  $Ar^{+17}$ . Абсолютные измерения интенсивности этого скачка позволяют определить содержание указанного иона в плазме.

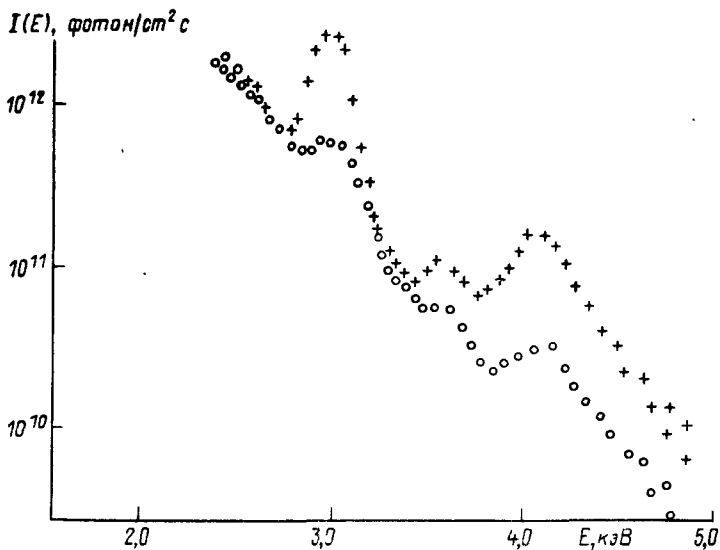


Рис. 21. Общий вид рентгеновского спектра на установке Т-10 [109]:  
+ — с добавкой аргона, о — без добавки

Непрерывный фон (континуум) излучения плазмы обусловлен ТИ и фоторекомбинацией электронов при их столкновениях как с протонами, так и с многозарядными ионами. Поскольку интенсивность ТИ пропорциональна квадрату заряда иона  $Z^2$ , наблюдаемая интенсивность континуума превышает рассчитанную для чисто электрон-протонной плазмы (т. е. для  $Z=1$ ). Это явление принято характеризовать «эффективным зарядом»  $Z_{эфф}$  плазмы:

$$Z_{эфф} = \sum_Z Z^2 N_Z / N_e, \quad (57)$$

где сумма по  $Z$  распространяется на ионы всех сортов. Измерения  $Z_{эфф}$  по интенсивности плазменного континуума [110] дают важную информацию о содержании примесей в плазме. Отметим, что при этом важно знать эффективную глубину проникновения электрона в остов иона в процессе ТИ. Обычно, указанные измерения дают значения  $Z_{эфф} \sim 3$ , см. [110].

### 5.3. Линейчатое излучение нейтральных атомов

Излучение атомов в плазме используется в диагностических целях для определения температуры, концентрации плазмы, а также характера коллективных колебаний в ней. Важно подчеркнуть также, что детальные исследования контуров линий необходимы для расчетов процессов переноса излучения в плотной (а также астрофизической) плазме.

Измерения температуры основаны, как уже отмечалось, на определении ширины доплеровского контура линии. Такие измерения контуров линий остаточного нейтрального водорода в плазме токамака Т-3 проводились в [85].

В плотной (а также низкотемпературной, где доплеровское уширение мало) плазме основным механизмом уширения становится штарк-эффект. Штарковские контуры водородных линий многократно исследовались как теоретически, так и экспериментально, см. [19, 89]. Точность современных экспериментов по уширению линий весьма высока (1%), см. [89], что позволяет определить не только такие «грубые» параметры, как плотность  $N$  и температуры  $T_e$ ,  $T_i$  частиц, но и более тонкие характеристики плазмы, например, сорт уширяющих ионов (см. выше в п.п. 4.3.2, гл. 4 эффект приведенной массы» [93]). Измерения плотности по штарковскому уширению линий водородоподобных ионов проводились также и в высокотемпературной (лазерной) плазме, см. [91].

В последние годы штарковское уширение линий используется для исследования характера турбулентных шумов, развивающихся в плазме. В гл. 4 п.п. 4.3.3 на рис. 18 уже приводился вид контуров водородных линий в Z-пинче. По ширине образующихся провалов на контуре линий оказывается возможным определить величину  $E_0$  напряженности ВЧ (ленгмюровских) шумов [103]. Максимальная величина  $E_0$  оказывается порядка 80 кв/см, см. [103].

Полуширина статических контуров линий в турбулентной плазме оказывается значительно больше, чем это следует из простых оценок (50) по плотности частиц. Это свидетельствует о наличии в плазме интенсивных НЧ-колебаний, для которых также можно найти величину напряженности [100]. Кроме того, измеряя поляризацию линий, можно сделать заключения о степени анизотропии распределения НЧ-шумов [102].

Наконец, параметры плазмы можно определить из наблюдений запрещенных линий гелия, см. рис. 19. Так, интенсивность турбулентных шумов определяет, согласно п. 2.2 гл. 2, интенсивность плазменных сталлитов гелиевых линий, которые, таким образом, можно использовать для исследования плазменной турбулентности, см. рис. 1, а также [19].

#### 5.4. Лазерная флюоресценция в плазме

Метод лазерной флюоресценции относится к т. н. «активным» методам диагностики плазмы. Он основан на возбуждении атома сфокусированным внешним лазерным излучением с некоторого уровня  $i$  на более высокий  $j$ . Обратный излучательный переход  $j \rightarrow i$  (или в какое-либо другое состояние  $f$ ) дает наблюдаемый сигнал флюоресценции, позволяющий определить локальную концентрацию атомов (или ионов) данного сорта в плазме. Этот метод широко используется в спектроскопии газов [111]. В плазме его использование представляет интерес, в первую очередь, для определения концентрации нейтрального водорода внутри плазмы [112]. По сравнению со случаем нейтрального газа использование флюоресценции на водороде в плазме представляет ряд трудностей. Прежде всего, подавляющее большинство атомов  $H^0$  находится в основном ( $1s$ ) состоянии, возбуждение из которого в ближайшее ( $2p$ ) состояние требует лазеров с длиной волны  $\lambda = 1216 \text{ \AA}$ , создание которых все еще является серьезной проблемой см. [15]. Поэтому для флюоресценции на линии  $L_\alpha$  использовались не лазерные источники, а излучение в области  $1200 \text{ \AA}$ , выделенное из непрерывного спектра излучения лазерного факела [113].

С помощью имеющихся лазеров удобно возбуждать линии балмеровской серии ( $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ). Такая методика была использована на токамаке  $\Phi-1$ , см. [114]. Измеренные этим методом концентрации атомов  $H^0$  составляли величину порядка  $10^7 \div 10^8 \text{ см}^{-3}$  при плотности плазмы  $N_e \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Трудности метода связаны с тем, что сигнал флюоресценции непосредственно связан с населенностью не основного, а лишь возбужденных состояний. Кроме того, в плазме весьма велик фон излучения, обусловленный возбуждением линий электронами, так что сигнал флюоресценции (определяемый разностью населенностей уровней) сравним с величиной фона. Тем не менее, в работах [114] удалось определить распределение атомов  $H^0$  по сечению плазменного шнура и коэффициенты диффузии плазмы.

Перспективы использования метода лазерной флюоресценции связаны с созданием лазеров в ультрафиолетовой области, а также с исследованием, помимо полной интенсивности сигнала флюоресценции, также и его формы, позволяющей определить температуру ионов [115]. Представляется интересным и использование методов нелинейной лазерной спектроскопии [111] для исключения (весьма большого) доплеровского уширения атомных линий в плазме, см. [115].

#### 5.5. Лазерное рассеяние на электронах

Рассеяние лазерного излучения на электронах является в настоящее время стандартным способом измерения электронной температуры [87]. В основе метода лежит измерение полуши-

рины доплеровского контура линии рассеянного излучения. Сечение томсоновского рассеяния света порядка  $\pi r_0^2$ , где  $r_0 \sim 10^{-13}$  см — «классический радиус» электрона.

В последние годы в связи с повышением температуры плазмы в термоядерных установках приобрели актуальность расчеты влияния релятивистских эффектов на асимметрию спектров рассеянного излучения [116, 117]. При этом обнаружилось расхождение, связанное с учетом релятивистского фактора  $[1 - (v/c)]^{-1}$  в формулах для интенсивности рассеянного излучения. Анализ этих расхождений содержится в [117]. Новые расчеты спектров рассеянного излучения для условий термоядерной плазмы проведены в [118].

При наблюдениях рассеянного излучения под малыми углами оказывается возможным определить также «коллективные» параметры плазмы. Подробное изложение этих вопросов содержится в [119].

### 5.6. Определение концентрации примесей в плазме методом инъекции быстрых нейтронов

Одним из методов активной диагностики примесных ионов в токамаке является измерение увеличения интенсивности свечения линий многозарядных ионов вследствие перезарядки на них пучка инжектируемых быстрых атомов водорода. Общая схема таких экспериментов рассматривается в [62, 120]. Сечения перезарядки, согласно п.п. 3.4.2. гл. 3, весьма велики, и потому пучки нейтронов даже с небольшой (по отношению к  $N_e$ ) плотностью атомов  $N_0$  могут заселять возбужденные состояния примесных ионов сильнее, чем возбуждение электронным ударом. К тому же, перезарядка происходит в высоковозбужденные состояния иона  $Z$  (напр., на уровни  $n=4, 5$ ) для иона  $O^{+8}$ , см. п.п. 3.4.2), для которых сечения возбуждения (а следовательно, и плазменный фон) малы. Поэтому отношение сигнал — фон в рассматриваемом методе корпускулярной диагностики может быть весьма велико.

Первые наблюдения увеличения интенсивности свечения линий иона  $O^{+7}$  вследствие перезарядки  $H^0$  на ядрах  $O^{+8}$  были проведены в [121] на установке Ормак. Здесь наблюдалось увеличение (примерно в 4 раза) свечения ионной линии  $H_\alpha$  (переход  $3 \rightarrow 2$ ), а также линий  $H_\beta$ ,  $L_\alpha$ ,  $L_\beta$  и  $L_\gamma$ . Поскольку пучок нейтронов в [121] использовался не для целей диагностики, а для нагрева плазмы, его геометрические параметры (влияющие на величину эффекта) не были известны с достаточной точностью. Специальный «диагностический» пучок использовался в опытах [122] на токамаке Т-4. Здесь наблюдалось увеличение светимости линии  $L_\alpha$  ионов  $C^{+5}$  и была определена их концентрация в плазме. Подробнее см. обзор [62].

Опыты с пучками предъявляют серьезные требования к рас-

четам не только полной величины  $\sigma(v)$  сечений перезарядки, но и их распределения  $\sigma_n(v)$  по уровням  $n$  и орбитальным моментам  $l$ . Это обусловлено тем, что наблюдаемые интенсивности линий весьма чувствительны к распределению сечений по  $l$ . Последнее следует из анализа опытов [121], проведенного в [74]. Линии  $L_\alpha$  мало чувствительны к виду распределения по  $l$ , однако и увеличение их интенсивности при перезарядке незначительно. В обзоре [15] указывается на новые опыты по определению концентрации ядер  $O^{+8}$  в токамаке ISX—B, основанные на наблюдении перехода  $5 \rightarrow 4$  ( $\lambda = 633 \text{ \AA}$ ) в ионе OVIII, интенсивность которого должна резко возрастать при введении диагностического пучка.

Дальнейшее развитие этого метода должно основываться на уточнении данных по сечениям перезарядки, см. гл. 3, п.п. 3.4.2.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мухоматов В. С. В сб. «Итоги науки и техники», под ред. В. Д. Шафранова, ВИНТИ, 1980, 1, 3
2. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, «Наука», 1979
3. Никитин А. А., Рудзикас Э. Б. Основы теории спектров атомов и ионов, «Наука», 1983
4. Сафронова У. И., Сенашенко В. С. Теория спектров многозарядных ионов, Энергоиздат, 1983
5. Пресняков Л. П. «УФН», 1976, 119, 49
6. Базылев В. А., Чибисов М. И. «УФН», 1981, 133, 617
7. Иванова Е. Р., Safronova V. I. «J. Phys.», 1975, B8, 1591
8. Cowan R. D., LASL Report A—6679—M, 1977
9. Вайнштейн Л. А., Сафронова У. И. Спектроскопические константы атомов, М., 1977, 5
10. Меркелис Г. В. и др. Препринт ИАЭ—3366/6, М., 1980
11. Marlinson I. «Phys. Scripta», 1981, 23, 126
12. Бете Г., Солмитер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами, Физматгиз, М., 1960
13. Erickson G. W. «Phys. Rev. Lett.», 1971, 27, 780
14. Murnick D. E., Leventhal M., Kugel H. W. «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 27, p. 1625
15. Suchewer S. «Phys. Scripta», 1981, 23, 772
16. Klarsfeld S. «Phys. Lett.», 1969, 30 A, 382
17. Демков Ю. Н., Монозон Б. С., Островский В. Н. «ЖЭТФ», 1969, 57, 1431
18. Varanger M., Mozer B. «Phys. Rev.», 1961, 123, 25
19. Грим Г., Уширение спектральных линий в плазме, «Мир», 1977
20. Barnard A. J., Cooper J., Smith E. W. JQSRT, 1974, 14, 1025
21. Kunze H. J., Griem H. R. «Phys. Rev. Lett.», 1968, 21, 1048
22. Blochinzew D. I. «Phys. Z. Sowjetunion», 1933, 4, 501
23. Rutgers W. R., Kalfsbeer H. W. «Z. Naturf.», 1975, Bd. 30a, 739
24. Гавриленко В. П., Окс Е. А. «ЖЭТФ», 1981, 80, 2150
25. Thomson J. J. «Phil. Mag.», 1912, 23, 449
26. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика, «Наука», 1974
27. Lotz W. «Z. Phys.», 1969, 216, 241; 220, 466
28. Гонтис В., Лисица В. С., Нашленас Э., Препринт ИАЭ—3353/6, М., 1980
29. Grandall D. H. «Phys. Scripta», 1981, 23, 153
30. Донец Е. Д., Овсянников В. П. «ЖЭТФ», 1981, 80, 916

31. Жданов В. П. Препринт ИЯФ СО АН СССР—80—110, Новосибирск, 1980
32. Виноградов А. В. и др. Труды ФИАН, 1980, 119, 120
33. Ферми Э. Научные труды, М., «Наука», 1971, т. 1, 166
34. Гайтлер В., Квантовая теория излучения, М., ИЛ, 1954
35. Purcell E. M. «Astroph. J.», 1952, 116, 457
36. Percival I. C., Richards D. «Adv. Atom. Molec. Phys.», 1975, 11, 2
37. Бейгман И. Л. Труды ФИАН 1980, т. 119, 148
38. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля, М., «Наука», 1967
39. Герцудс В. И., Коган В. И. Препринт ИАЭ—2720, М., 1976
40. Van Regemorter H., «Astroph. J.», 1962, 136, 906
41. Bely O. «Proc. Phys. Soc.» (London), 1966, 88, 587
42. Mewe R. «Astronom. Astroph.», 1972, 20, 215
43. Post D. E. et al. «Atomic Data and Nuclear Tables», 1977, 20, № 5, 397
44. Пресняков Л. П., Урнов А. М. «ЖЭТФ», 1975, 68, 61
45. Чичков Б. Н. «Процессы с участием автоионизационных состояний и их влияние на ионизационное равновесие плазмы»; Автореферат диссертации, М., 1981
46. Dubau J., Loulerge M. «Phys. Scripta», 1981, 23, 136
47. Вайнштейн Л. А. Труды ФИАН 1980, т. 119, 3
48. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Пугаевский Л. П. Квантовая электродинамика, «Наука», 1981
49. Percival I. C., Seaton M. J. «Phil. Trans.» (London), 1958, 251, 113
50. Жданов В. П. «ЖЭТФ», 1978, 75, 1214
51. Burgess A. «Astroph. J.», 1965, 141, 1588
52. Meris A. L., Cowan R. D., Magee N. H. Jr., LASL Report LA—6220—MS, 1976
53. Wiese W. L. «Phys. Scripta», 1981, 23, 194
54. Rosman L. J. «Phys. Rev.», 1979, A20, 673
55. Жданов В. П. «Физика плазмы», 1979, 5, 572
56. Burgess A., Summers H. P. «Astroph. J.», 1969, 157, 1007
57. Бейгман И. Л., Гайсинский Н. М. Препринт ФИАН 1979, № 181
58. Бейгман И. Л., Вайнштейн Л. А., Чичков Б. Н. «ЖЭТФ», 1981, 23, 136
59. Смирнов Б. М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме, Атомиздат, 1968
60. Агримов В. В., Березовский Е. Л., Извозчиков А. Б., Петров М. П. «Физика плазмы», 1980, 6, 240
61. Jassby D. L., «Nucl. Fusion», 1977, 17, 309
62. Кисляков А. И., Крупник Л. И. «Физика плазмы», 1981, 7, 866
63. Фирсов О. Б. «ЖЭТФ» 1951, 21, 1001
64. Пресняков Л. П. Труды ФИАН, 1980, т. 119, 52
65. Думан Е. Л., Меньшиков Л. И., Препринт ИАЭ—3053, М., 1979
66. De Heer F. J. «Phys. Scripta», 1981, 23, 170
67. Чибисов М. И. «Письма в ЖЭТФ», 1976, 24, 56
68. Olson R. E., Salop A. «Phys. Rev.», 1976, A14, 579
69. Grodzanov T. P., Janev R. K. «Phys. Rev.», 1978, A17, 880
70. Чибисов М. И., Препринт ИАЭ—3233/2, М., 1980
71. Salop A., Olson R. E. «Phys. Rev.», 1976, A13, 1312
72. Абрамов В. А., Барышников Ф. Ф., Лисица В. С. «ЖЭТФ», 1978, 74, 897
73. Комаров И. В., Пономарев Л. И., Славянков С. Ю. Сферонидальные и кулоновские сферонидальные волновые функции, М., Наука, 1976
74. Абрамов В. А., Барышников Ф. Ф., Лисица В. С. «Письма в ЖЭТФ», 1978, 27, 494
75. Vaaben J., Briggs J. S. «J. Phys.», 1977, B10, 521
76. Gilbody H. B. «Phys. Scripta», 1981, 23, 143
77. Olson R. E., Salop A. «Phys. Rev.», 1977, A16, 531
78. Ryufuku S., Watanabe T. «Phys. Rev.», 1979, A20, 1828
79. Думан Е. Л., Меньшиков Л. Е., Смирнов Б. М. «ЖЭТФ», 1981, 80, 2150
80. Pfeuf R. A. «Phys. Rev.», 1981, A24, 1138

81. Афросимов В. В. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1981, 34, вып. 4, 332
82. Pöst D. E. «Phys. Scripta», 1981, 23, 123
83. Okuno K., IPPJ—AM—9, Nagoya University, 1978
84. Burgess D. D., in Lectures on IX Int. Conf. Phen. Ionized Gases, ed. by. Japew R. K., Belgrad, 1973, 543
85. Мирнов С. В., Семенов И. Б. «Атомная энергия», 1970, т. 28, 129
86. Лукьянов С. Ю. Горячая плазма и управляемый ядерный синтез, Наука, 1975
87. Кузнецов Э. И., Шеглов Д. А. Методы диагностики высокотемпературной плазмы, Атомиздат, 1980
88. Чандрасекар С. Стохастические проблемы в физике и астрономии, ИЛ, 1947
89. Лисица В. С. «УФН», 1977, 122, 449
90. Underhill A. B., Waddell J. «NBS Circ.», № 603, 1959
91. Виноградов А. В., Собыльман И. И., Юков Е. А. Квантовая электроника, 1974, т. 1, 268
92. Schlüter H. «JQSRT», 1969, 8, 140
93. Wiese W. L., Kelleher D. E., Helbig V. «Phys. Rev.», 1975, A11, 1854
94. Демур А. В., Лисица В. С., Шолин Г. В. «ЖЭТФ», 1977, 73, 400
95. Griem H. R. «Phys. Rev.», 1979, A20, 606
96. Grützmacher K., Wende B. «Phys. Rev.», 1977, A16, 243
97. Le Quang Rang, Voslamber D. «J. Phys.», 1975, B8, 331
98. Tranh Minh N., Feautrier N., Van Regemorter H., «JOSRT», 1976, 16, 849
99. Барышников Ф. Ф., Лисица В. С. «ЖЭТФ», 1981, 80, 926
100. Окс Е. А., Шолин Г. В. «ЖТФ», 1976, 46, 254
101. Окс Е. А., Шолин Г. В. «ЖЭТФ», 1975, 68, 975
102. Жужунашвили А. И., Окс Е. А. «ЖЭТФ», 1977, 73, 2142
103. Окс Е. А., Ранцев-Картинов В. А. «ЖЭТФ», 1980, 79, 99
104. Burgess D. D., Cairne C. J. «J. Phys.», 1971, B4, 1364
105. Козан В. И., Лисица В. С., Селидовкин А. Д. «ЖЭТФ», 1973, 63, 152
106. Бейгман И. Л., Бойко В. А., Пикуз С. А., Фаенов А. Я. «ЖЭТФ», 1976, 71, 975
107. Bhalla C. P., Gabriel A. H., Presnyakov L. P., «Mop. Not. R. Astron. Soc.», 1975, 172, 359
108. Шеглов Д. А. «Письма в ЖЭТФ», 1975, 22, 245
109. Бугаря В. И. и др. «Физика плазмы», 1983, 9, вып. 2
110. Есипчук Ю. В. и др. «Физика плазмы», 1981, 7, вып. 5
111. Летохов В. С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии, «Наука», 1975
112. Раздобарин Г. Т., Шеглов Д. А. Сб. «Диагностика плазмы», 1981, вып. 4 (1), Энергоиздат, 6
113. Breton C., Paroular R. J. «Plasma Phys.», 1975, 17, 309
114. Раздобарин Г. Т., Фоломкин И. П. «ЖТФ», 1979, 49, 1353
115. Абрамов В. А., Лисица В. С. «Физика плазмы», 1977, 3, 799
116. Журавлев В. А., Петров Г. Д. «Физика плазмы», 1980, 6, 198
117. Кукушкин А. Б. «Физика плазмы», 1981, 7, 110
118. Кукушкин А. Б., Кильпио Ю. Н., Ленева А. Е., Пергамент В. И. Препринт ИАЭ—3390/7, М., 1981
119. Шеффилд Дж. Рассеяние электромагнитного излучения в плазме, Атомиздат, 1978
120. Афросимов В. В., Гордеев Ю. С., Зиновьев А. Н. «Письма в ЖТФ», 1977, 3, 97
121. Isler R. C. «Phys. Rev. Lett.», 1977, 38, 1359
122. Афросимов В. В., Гордеев Ю. С., Зиновьев А. И., Коротков А. А., «Письма в ЖЭТФ», 1978, 28, 540



## 2. ПЛАЗМА ДЛЯ ЛАЗЕРОВ

*С. И. Яковленко*

### ОГЛАВЛЕНИЕ

1. Плазма и лазеры	58
1.1. Особенности плазмы как активной среды	59
1.1.1. Основные преимущества	56
1.1.2. Современные мощные лазеры	59
1.1.3. Преимущества видимого диапазона	60
1.1.4. Лазеры на плазме	61
1.2. Ионизационное состояние плазмы и инверсная заселенность	62
1.2.1. Ионизационный и рекомбинационный тип неравновесности	62
1.2.2. Газовые и плазменные лазеры	63
1.2.3. Заселенности рабочих уровней	64
1.2.4. Инверсная заселенность и коэффициент усиления	67
1.3. Удельные энергетические характеристики накачки	68
1.3.1. Пороговая энергонапряженность	69
1.3.2. Критическая энергонапряженность	71
2. Получение плазмы с сильно неравновесной степенью ионизации	72
2.1. Газовый разряд. Ионизационно-неравновесная плазма	73
2.1.1. Пробой и нарастание ионизации	73
2.1.2. Тлеющий разряд	75
2.1.3. Дуга	76
2.1.4. Контракция тлеющего разряда	77
2.2. Рекомбинационно-неравновесная плазма	79
2.2.1. Послесвечение	79
2.2.2. Механизмы охлаждения электронов	82
2.2.3. Плазма, создаваемая жестким ионизатором	84
2.2.4. Накачка электронным пучком	87
3. Лазеры на атомах и атомарных ионах	92
3.1. Инверсия в режиме ионизации	92
3.1.1. Лазеры на самоограниченных переходах	92
3.1.2. Схема «столкновительного» лазера	94
3.1.3. Накачка долгоживущими частицами	95
3.1.4. Радиационная очистка	95
3.2. Инверсия в режиме рекомбинации	96
3.2.1. Открытая двухуровневая модель	97
3.2.2. Радиационная очистка	97
3.2.3. Девозбуждение электронами	98
3.2.4. Очистка ионизирующей примесью	99
3.2.5. Инверсия при накачке жестким источником	100
3.2.6. He—Sr-лазер	101
4. Эксиликсные лазеры	103
4.1. Плазма, содержащая димеры инертных газов	104
4.1.1. Историческая справка	104

4.1.2. Условия усиления . . . . .	105
4.1.3. Заселенность верхнего рабочего состояния . . . . .	107
4.1.4. Эксперименты . . . . .	108
4.2. Лазеры на моногалогенидах инертных газов . . . . .	110
4.2.1. Сечение фотоперехода . . . . .	110
4.2.2. Состав активной среды . . . . .	111
4.2.3. Эксперименты . . . . .	111
4.3. Энергетические возможности эксиплексных лазеров . . . . .	112
4.3.1. Импульсная накачка . . . . .	112
4.3.2. Трудности осуществления стационарной генерации . . . . .	114
4.3.3. Накачка модулированным электронным пучком . . . . .	114
5. Заключение . . . . .	116

## 1. ПЛАЗМА И ЛАЗЕРЫ

Главная цель этого обзора — в достаточно простой форме рассказать о положении дел в физике лазеров, у которых активной (т. е. усиливающей свет) средой является плазма. Основное внимание уделено выявлению как общих, так и конкретных причин, по которым плазма представляется наиболее перспективной средой для мощных лазеров следующих поколений. В связи с этим достаточно изученные газоразрядные лазеры, уже достигшие предела своих возможностей, здесь почти не рассматриваются. Исключены, кроме того, из рассмотрения проблемы генерации на переходах многократных ионов и лазеры с ядерной накачкой. В то же время, как физические причины ограничений на энергетику лазеров, так и конкретные особенности перспективных сред обсуждаются сравнительно подробно.

В этом разделе мы остановимся на самых общих вопросах, которые далее рассмотрены подробнее и конкретнее. Раздел 2 посвящен анализу способов получения сильно неравновесной плазмы, которая может служить активной средой для лазеров. В разделе 3 рассмотрены механизмы возникновения инверсной заселенности в имеющихся лазерах на атомах и атомарных ионах. Раздел 4 посвящен наиболее мощным лазерам видимого диапазона.

В работе использованы следующие сокращения для диапазонов длин волн и других терминов: УФ — ультрафиолетовый, ВУФ — вакуумно-ультрафиолетовый ( $100 \div 50$  нм), ДУФ — далекий ультрафиолетовый ( $50 \div 3$  нм), ИК — инфракрасный; ПС — положительный столб (текущего разряда), СВЧ — сверхвысокие частоты ( $10 \div 10^3$  МГц). Температура всюду измеряется в энергетических единицах. В «практических» формулах длина волны измеряется в нанометрах, температура и энергии возбуждения атомов и молекул — в электронвольтах; интенсивность излучения в Вт/см<sup>2</sup>; удельная мощность накачки — в Вт/см<sup>3</sup>, плотность газа в Амага ( $1 \text{ Амага} = 2,69 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ); плотность тока — в А/см<sup>2</sup>; остальные величины — в СГС.

## 1.1. Особенности плазмы как активной среды

### 1.1.1. Основные преимущества

Интерес к плазме, как к активной среде для лазеров, обусловлен прежде всего следующими двумя обстоятельствами [1]. Во-первых, поскольку плазма образуется при вводе в среду большой удельной энергии и мощности, то в первую очередь в плазме (а не в конденсированной среде или в газе) можно заранее рассчитывать получить наибольшую энергию и мощность излучения с единицы объема. Во-вторых, именно в плазме эффективно заселяются электронно-возбужденные состояния атомов, молекул и ионов, позволяющие получить усиление света в **видимом** и ультрафиолетовом (УФ) диапазонах. Как будет ясно из дальнейшего обсуждения, эти диапазоны сейчас очень интересны для практических приложений и, в то же время, недоступны для наиболее разработанных мощных энергетических лазеров [2].

Говоря короче — лазеры на плазме имеют высокие удельные энергетические характеристики и позволяют получать более коротковолновое излучение, т. е. энергию более высокого качества. Обсудим кратко причины, по которым эти преимущества сейчас становятся особенно актуальными.

### 1.1.2. Современные мощные лазеры

По мере развития техники лазеров все более осознаются преимущества лазерного излучения как формы энергии высокого качества, которую можно концентрировать в малом объеме, передавать без проводов на больших расстояниях, использовать для селективного воздействия на атомы и молекулы. В соответствии с этим возрастают и потребности в лазерном излучении как энергетическом источнике, причем не только для исследовательских, но и для промышленных целей. В качестве примера можно привести следующие известные применения [2, 3]: а) для транспортировки энергии к труднодоступным объектам (например, на спутники); б) для инициирования фотохимических реакций с целью получения редких соединений (например, для разделения изотопов); в) для технологических процессов (сварка, резка, термоупрочнение и т. п.); г) для лазерной локации и передачи сообщений на большие (в частности — космические) расстояния.

В то же время активные среды современных лазеров лишь частично удовлетворяют возросшим требованиям. В сущности, активных сред, на которых сейчас строятся и планируются энергетические лазерные установки всего несколько. Это прежде всего неодимовые стекла и смеси, содержащие углекислый газ. В конструктивном отношении неодимовые и  $\text{CO}_2$ -лазеры

сейчас наиболее разработаны, на них получены рекордные мощностные и энергетические характеристики, но радикальное дальнейшее продвижение вряд ли возможно из-за принципиальных ограничений, обусловленных свойствами их активных сред.

Основные недостатки неодимовых лазеров связаны с низким к. п. д. ( $< 0,2\%$ ) и тем, что стекло — твердое тело, в котором сложно организовать эффективный теплоотвод и которое выходит из строя в результате локальных перегревов. В результате, при больших мощностных характеристиках установок на неодимовом стекле [2] (до  $10$  кДж за  $1$  нс, т. е. до  $10^{13}$  Вт), они характеризуются редкой повторяемостью импульсов (1 импульс за  $15$  мин для мощной установки) и существенными конструктивными недостатками: дороговизной изготовления и эксплуатации, а также тем, что занимают огромные площади.

Мощные установки на углекислом газе [2, 4, 5] значительно выигрывают. В импульсе на них достигнута мощность  $10^{13}$  Вт и энергия  $10$  кДж (за  $1$  нс) при к. п. д.  $2 \div 5\%$ . Удельный энергосъем достигает  $30 \div 40$  Дж/л. В литературе описаны установки с непрерывной мощностью до  $100$  кВт и к. п. д.  $10 \div 20\%$ . Сейчас активные среды на основе смесей с углекислым газом считаются близкими к идеальным, так что перспективность новых активных сред принято оценивать в сравнении с  $\text{CO}_2$ -лазерами. Однако  $\text{CO}_2$ -лазеры имеют существенный недостаток — большую длину волны перехода ( $\lambda = 10,6$  мкм). Остановимся подробнее на этом вопросе.

### *1.1.3. Преимущества видимого диапазона*

Разумеется, преимущества одного вида энергии перед другим определяется конкретной целью, для которой используется данная энергия.\* Тем не менее можно указать некоторые общие преимущества видимого и УФ диапазона перед ИК-излучением.

Во-первых, электромагнитную волну, как известно, можно сконцентрировать на площади с линейным размером порядка длины волны  $\lambda$ . Следовательно, коротковолновое излучение позволяет при прочих равных условиях достичь большей концентрации энергии.

Во-вторых, минимальный угол расходимости световой волны  $\theta \approx \lambda/d$  ( $d$  — диаметр луча), определяемый дифракцией, для коротковолнового излучения меньше. Это весьма важно для транспортировки энергии на большие расстояния. Если надо обеспечить заданную плотность потока энергии на заданном расстоянии, то требуемая мощность лазера пропорциональна квадрату длины волны: например, можно использовать

\* Например, для транспортировки световой энергии в атмосфере заведомо не подходит слишком коротковолновое излучение вакуумноультрафиолетового (ВУФ) диапазона, сильно поглощаемое воздухом.

примерно в сто раз менее мощный неодимовый лазер ( $\lambda = 1,06$  мкм) по сравнению с  $\text{CO}_2$ -лазером.

В-третьих, коротковолновое излучение может быть преобразовано в длинноволновое, как правило, с существенно меньшими потерями, чем длинноволновое в коротковолновое.

В четвертых, оптическое и УФ-излучение позволяют индуцировать электронные переходы в атомах и молекулах, что, в принципе, дает возможность с высоким к. п. д. непосредственно стимулировать химические реакции, которые не идут в обычных условиях. Существенным преимуществом перед плазмохимическими способами ускорения химических реакций [6] является то, что лазерное воздействие селективно. Это преимущество не проявляется в полной мере при использовании лазеров ИК-диапазона, которые могут влиять лишь на заселенности колебательных уровней.

#### *1.1.4. Лазеры на плазме*

Общие соображения о преимуществах плазмы, как активной среды (см. п. 1.1.1) получили в 70-е годы конкретное экспериментальное подтверждение. Была получена эффективная генерация в плазме на электронных переходах атомов, атомарных ионов и молекул в ИК, видимом и УФ-диапазонах (см. п. 3). Были запущены лазеры на электронных переходах молекул, обладающие высокими удельными энергетическими и мощностными характеристиками (до 40 Дж/л,  $0,2 \div 0,7$  МВт/см<sup>3</sup> при к. п. д. среды  $9 \div 11\%$ , см. п. 4). Активная среда этих лазеров — плазма, создаваемая в плотном газе (давление  $p \sim 1 \div 10$  атм) мощным пучком электронов. Анализ показывает, что плазменные лазеры на переходах ионов стронция и кальция (см. п. 3.2) также могут обеспечить высокие удельные мощности излучения ( $\dot{W}_{\text{лаз}} \sim 1$  кВт/см<sup>3</sup>) в стационарном режиме при их накачке электронным пучком (пучковой накачке).

Если даже на основе уже известных активных сред создать установки высокого инженерного уровня, то они (в связи с изложенным в п. 1.1.2, п. 1.1.3) будут обладать решающими преимуществами по сравнению с неодимовыми и  $\text{CO}_2$ -системами. Рассмотрение показывает (см. п. 2), что при создании мощных установок надо ориентироваться не на газовый разряд, а на накачку быстрыми заряженными частицами, в частности, — на пучковую накачку. Однако, с использованием электронных пучков связаны значительные технические трудности (см. п. 2.2 и 4.3). Чтобы решиться на преодоление этих трудностей, надо быть уверенным в преимуществах пучковой накачки для наиболее перспективных активных сред. Поэтому ниже главное внимание уделено сравнительному анализу различных типов активных сред и способов их накачки. Иначе говоря, в основу обзора положено рассмотрение следующих вопросов: а) при

каком способе ввода энергии можно обеспечить высокую удельную мощность накачки, оставляя плазму сильно неравновесной (п. 2); б) какие типы активных сред допускают высокую удельную мощность накачки (п. 3 и п. 4). Прежде, чем переходить к анализу этих вопросов, рассмотрим некоторые общие свойства релаксации плазмы и генерации лазерного излучения.

## 1.2. Ионизационное состояние плазмы и инверсная заселенность

### 1.2.1. Ионизационный и рекомбинационный тип неравновесности

Существует много типов лазеров. Их обычно различают: а) по агрегатному состоянию и составу активной среды (твердотельные, жидкостные, полупроводниковые,  $\text{CO}_2$ -, неодимовые и т. д.); б) по способам накачки и охлаждения активной среды (электроразрядные, газодинамические, химические, пучковые и т. д.); в) по временным характеристикам генерации (импульсные, стационарные, импульсно-периодические) и г) по конкретным особенностям (конструкция, тип резонатора, возможность перестройки длины волны генерации и т. п.).

За основу же классификации лазеров на плазме естественно взять характер состояния плазмы [1, 7]. Разумеется, частично ионизованный газ характеризуется огромным числом параметров, например, концентрациями, температурами и заселенностями уровней его компонентов. Из этих параметров следует выбрать наиболее важный, который качественно определяет «направление» релаксационных процессов. Следуя [1, 7] будем классифицировать состояние плазмы по отклонению ее степени ионизации  $\alpha$  от термодинамически равновесной  $\alpha_{\text{равн}}$ . Равновесная степень ионизации однозначно задается температурой электронов и составом среды в соответствии с формулой Саха (см. напр. [7], с. 342). Истинная же степень ионизации  $\alpha = N_e/N$  (где  $N_e$  — плотность электронов,  $N$  — полная плотность тяжелых частиц) может на много порядков отличаться от равновесной для заданных параметров плазмы.

Если каким либо образом создана плазма, в которой  $\alpha < \alpha_{\text{равн}}$ , то в ней преобладают процессы ионизации и возбуждения атомных частиц из основного состояния (плазма «хочет» ионизоваться дальше); если же  $\alpha > \alpha_{\text{равн}}$ , то преобладают процессы нейтрализации зарядов и рекомбинационное заселение возбужденных состояний (плазма «хочет» рекомбинировать). Поэтому плазму с  $\alpha < \alpha_{\text{равн}}$  называют ионизационно-неравновесной, а плазму с  $\alpha > \alpha_{\text{равн}}$  — рекомбинационно-неравновесной [7]. Когда заселенности атомных уровней определяются в основном концентрацией  $N_e$  и температурой  $T_e$  свободных электронов, удобно ввести такую эффективную температуру электронов  $T_{\text{равн}}$ , которая бы соответ-

ствовала в равновесных условиях имеющейся фактически степени ионизации  $\alpha = N_e/N$ . При этом ионизационной неравновесности соответствует условие  $T_e > T_{\text{равн}}$  (электроны перегреты), а рекомбинационной —  $T_e < T_{\text{равн}}$  (электроны переохлаждены).

### 1.2.2. Газовые и плазменные лазеры

Лазеры на основе ионизационно-неравновесной (перегретой) среды обычно называют газовыми [8-10], иногда — ионизационными, электроразрядными. Последнее связано с тем, что в газовом разряде обычно имеет место режим ионизационной неравновесности (см. п. 2.1). Лазеры на основе рекомбинационно-неравновесной (переохлажденной) плазмы будем называть плазменными [1, 7] (см. рис. 1). Иногда их на-

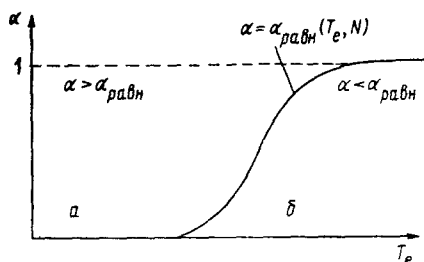


Рис. 1. Тип неравновесности активной среды и тип лазера: а — рекомбинационно-неравновесная плазма. Переохлажденные электроны. Плазменные лазеры; б — ионизационно-неравновесная плазма. Перегретые электроны. Газовые лазеры

зывают рекомбинационными лазерами, но это может привести к путанице. Дело в том, что рекомбинационными называют также лазеры других типов: лазеры на колебательных переходах, заполняемых за счет ассоциации; предполагаемые лазеры на фотоассоциативных переходах; некоторые полупроводниковые лазеры.

Разумеется, выбранная классификация условна, как и всякая другая. В частности, не всегда можно ввести температуру электронов. Однако такой подход отражает качественные отличия активных сред. Эти отличия оказываются весьма существенными для теории и определяющими для способов экспериментальной реализации инверсной заселенности в этих «термодинамически» противоположных средах.

Так, например, разные условия заселения уровней определяют выбор атомов и ионов с разной структурой термов (см. п. 3). При этом расположение энергетических уровней уробное для инверсии в режиме возбуждения из основного состояния, как правило, не приводит к инверсии в рекомбинационном режиме, и наоборот. Более того, увеличение рекомбинационного потока при попытках реализации режима возбуждения

или увеличение ионизационного потока в рекомбинационном режиме приводят обычно к срыву инверсии заселенностей. Это и естественно. Ведь в термодинамически равновесном состоянии, когда прямые и обратные процессы компенсируются, среда, не может усиливать свет.

Существенно отличаются также способы формирования активной среды в газовых и плазменных лазерах (см. разд. 2). Если импульсные газоразрядные лазеры работают на фронте импульса внешнего электрического поля, то плазменные — в послесвечении. Для газового лазера в стационарном режиме нужен объемный нагрев свободных электронов, при их сравнительно небольшой концентрации, ограничиваемой рекомбинацией у стенок. Для стационарного же плазменного лазера, наоборот, необходимо объемное охлаждение электронов при повышенной степени ионизации плазмы, создаваемой жестким ионизатором, например, электронным пучком или ядерными осколками.

Попытаемся придать некоторый количественный характер высказанным выше качественным соображениям.

### 1.2.3. Заселенности рабочих уровней

Для оценки возможности генерации света (см. ниже) необходимо знать заселенности  $N_a$ ,  $N_b$  рабочих уровней  $a$ ,  $b$ , на переходах между которыми происходит усиление излучения. Остановимся кратко на простейших моделях, описывающих заселение и опустошение рабочих уровней в ионизационном и рекомбинационном режиме.

Изменение во времени (релаксацию) заселенностей  $N_m$  возбужденных уровней  $m$  некоторого атома или атомарного иона  $A$  можно описать уравнениями баланса, определяемыми кинетической (или релаксационной) матрицей  $K_{mm'}$ , дающей скорости переходов  $m' \rightarrow m$  и имеющей размерность  $s^{-1}$  (подробнее см., например, [7, с. 35]). •

Нас интересуют в первую очередь заселенности рабочих уровней  $m=a$ ,  $b$ . Их релаксацию удобно описывать на основе следующих простых уравнений

$$\frac{dN_b}{dt} = K_{ba}N_a - K_b N_b + D_b, \quad (1a)$$

$$\frac{dN_a}{dt} = -K_a N_a + K_{ab}N_b + D_a. \quad (16)$$

Здесь диагональные элементы  $K_m = \sum_{m \neq m'} K_{m'm}$  ( $m=a, b$ ) являются суммой скоростей переходов из данного состояния во все остальные; величины же

$$D_a = \sum_{m \neq a, b} K_{am} N_m, \quad D_b = \sum_{m \neq a, b} K_{bm} N_m \quad (2)$$



дают «потоки» (накачку) в состояния  $a, b$  из других состояний  $m \neq a, b$ , в том числе из континуума и из основного состояния. Уравнения (1) называют открытой двухуровневой моделью, она отличается от замкнутой модели учетом переходов между рабочими уровнями и другими состояниями. Запись уравнений баланса в форме (1) удобна в основном в тех случаях, когда «потоки» (2) слабо зависят от заселенностей рабочих уровней, что как правило имеет место.

Выражения для величин  $K_{mm}, D_m$  определяются кинетическими процессами, свойственными конкретной среде в конкретном состоянии. Рассмотрение некоторых свойств релаксации заселенностей атомных, молекулярных и ионных уровней будет проведено ниже (в п.п. 3, 4). В этом разделе мы остановимся лишь на отдельных общих вопросах. В частности, обсудим, как формируется инверсная заселенность в ионизационном и рекомбинационном режимах и рассмотрим общие требования к источникам накачки (п. 1.3).

Сначала отметим следующее обстоятельство. Часто заселенности рабочих уровней релаксируют значительно быстрее, чем изменяются «грубые» параметры плазмы (такие, как  $N_e$  и  $T_e$ ) и связанные с ними величины  $K_{mm}, D_m$ . В этом случае можно использовать квазистационарное приближение (подробнее см. [7, с. 51])

$$\frac{dN_a}{dt} = \frac{dN_b}{dt} = 0, \quad N_a, N_b \ll N_1, N_+, \quad (3)$$

где  $N_1$  — плотность атомов в основном состоянии,  $N_+$  — плотность ионизованных атомов. В квазистационарном приближении заселенности уровней не зависят явно от времени, они полностью определяются параметрами плазмы и при изменении последних мгновенно принимают новые квазистационарные значения.

Условия квазистационарности (3) означают, что рабочие состояния  $a, b$  являются как бы малыми резервуарами электронов, которые непрерывно «накачиваются» ( $D_a, D_b$ ) из континуума или из основного состояния (из больших резервуаров), и «откачиваются» за счет распадов ( $K_a, K_b$ ) в основное состояние, или в континуум. В ионизационном режиме поток электронов направлен «вверх», а в рекомбинационном — «вниз» (см. рис. 2а,б).

В режиме интенсивной ионизации (когда можно пренебречь рекомбинационными процессами) заселение уровней идет обычно за счет непосредственного возбуждения из основного состояния электронным ударом:

$$D_m = V_{m1} N_e N_1 = \langle \sigma_{m1} v_e \rangle N_e N_1, \quad (4)$$

где  $V_{m1} = \langle \sigma_{m1} v_e \rangle$  — скорость возбуждения электронным ударом,  $\sigma_{m1}$  — соответствующее сечение, угловые скобки означают усреднение по скоростям.

В режиме интенсивной рекомбинации (когда можно пренебречь актами ионизации) при достаточно низкой электронной температуре накачка обычно происходит следующим образом. В результате столкновительного акта нейтрализации зарядов электрон сначала попадает в высоковозбужденные состояния атома (иона, молекулы); затем совершает ряд переходов между возбужденными уровнями (обычно — за счет столкновений с электронами плазмы) и в результате добирается до верхнего

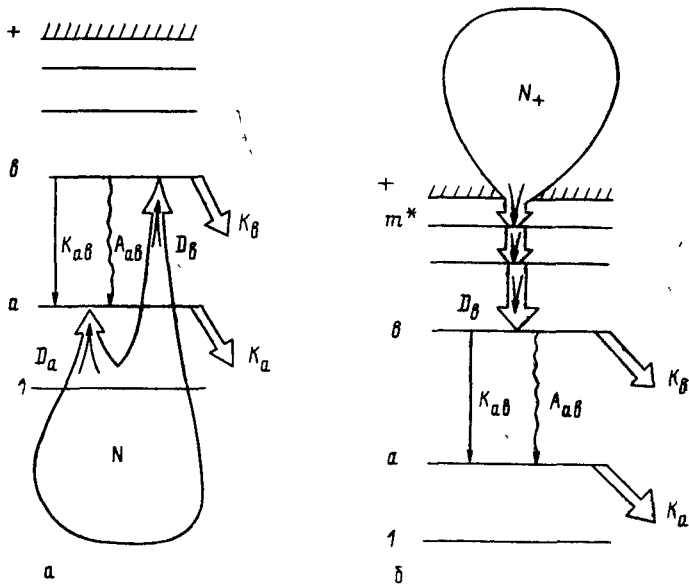


Рис. 2. Схемы накачки верхнего рабочего уровня:  
а — неионизационный режим, б — рекомбинационный режим

рабочего состояния *b*. Совокупность таких переходов формирует рекомбинационный поток. «Скачки» электрона по возбужденным состояниям начиная с некоторого  $m^*$ , называемого «узким местом» или «горлышком стока», происходят преимущественно «вниз». Горлышку стока соответствует энергия связи  $\epsilon_{m^*} \sim T_e$  (подробнее см. [7, с. 32, 58]). «Перескоки» через уровень ( $m \rightarrow m-2, m-3$ ) ниже горлышка стока происходят значительно реже, чем переходы между близлежащими уровнями ( $m \rightarrow m-1$ ).<sup>\*</sup> В этих условиях весь рекомбинационный поток «протекает» через верхнее рабочее состояние и для накачки можно написать

$$D_b = N_+ / \tau_{\text{рек}}, \quad D_a \ll D_b, \quad (5)$$

где  $\tau_{\text{рек}}$  — характерное время рекомбинации рабочих ионов.

<sup>\*</sup> Речь идет об уровнях, объединяющих близкие состояния с разностью энергий меньше  $T_e$  (подробнее см. [7], с. 55).

### 1.2.4. Инверсная заселенность и коэффициент усиления

Если интенсивность света  $I$  невелика, так что индуцированные переходы не влияют на заселенности уровней, то изменение интенсивности  $dI = \kappa I dz$  световой волны, распространяющейся вдоль оси  $z$  описывается экспоненциальной зависимостью

$$I(z) = I(0)e^{\kappa z},$$

и нарастание светового потока характеризуется ненасыщенным коэффициентом усиления  $\kappa$ . Величина  $\kappa$  определяется заселенностью рабочих уровней и характеристиками рабочего перехода самой излучающей системы:

$$\kappa = \sigma_{ab}^{\Phi} \Delta N, \quad \sigma_{ab}^{\Phi} = \frac{\lambda^2 A_{ab}}{4\Delta\omega}, \quad \Delta N = N_b - \frac{g_b}{g_a} N_a. \quad (6)$$

Здесь  $\sigma_{ab}^{\Phi}$  — сечение индуцированного перехода на переходе  $b \rightarrow a$  в центре линии;  $\lambda = 2\pi c/\omega$  — длина волны усиливаемого излучения ( $c$  — скорость света);  $A_{ab}$  — скорость ( $s^{-1}$ ) спонтанного перехода  $b \rightarrow a$ ;  $\Delta\omega$  — эффективная ширина линии;  $\Delta N$  — так называемая плотность активных атомов (молекул, ионов);  $g_m$  — статистический вес состояния  $m = a, b$ . Подробнее о величинах, входящих в (6) см. например [7, с. 15, 242], некоторые конкретные оценки проведены ниже в п. 1.3.

Для усиления света необходимо, чтобы заселенность верхних рабочих уровней  $N_b/g_b$  была выше заселенностей нижних рабочих уровней  $N_a/g_a$ , т. е. было выполнено условие инверсии рабочего перехода

$$\Delta N = N_b(1 - \delta_{ab}) > 0, \quad \text{или} \quad \delta_{ab} \equiv \frac{g_b N_a}{g_a N_b} < 1. \quad (7)$$

Условие инверсии (7) стараются выполнить, осуществляя ту или иную схему накачки, выбирая атом (молекулу, ион) с удобной структурой термов, при которой скорости распада рабочих состояний удовлетворяют нужным соотношениям. Так, например, из (16) сразу видно, что даже в отсутствие внешней накачки нижнего рабочего состояния ( $D_a = 0$ ) имеется ограничение на скорости переходов

$$\delta_{ab} \equiv \frac{N_a g_b}{N_b g_a} = \frac{K_{ab} g_b}{K_{a\alpha} g_a} < 1, \quad (8)$$

состоящее в том, что нижний уровень должен распадаться быстрее, чем совершаются переходы  $b \rightarrow a$ . В связи с описанным выше механизмом столкновительной рекомбинации отметим, что условие малости накачки нижнего рабочего состояния  $D_a \ll D_b$  в рекомбинационном режиме, как правило, выполняется, а в ионизационном режиме обычно  $D_a \gg D_b$ . Конкретнее те и другие схемы инверсии будут рассматриваться в п. 3.

Максимально возможный коэффициент усиления соответствует пустому нижнему уровню:

$$\kappa_{\max} = \sigma_{ab}^{\Phi} N_b = \sigma_{ab}^{\Phi} D_b / K_b. \quad (9)$$

Выражение для ненасыщенного коэффициента усиления (9) получено в предположении малой интенсивности света и поэтому может быть использовано лишь для оценки возможности генерации излучения, в частности — для определения пороговых характеристик (см. ниже п. 1.3). Когда интенсивность света возрастает, следует, вообще говоря, рассматривать совместно уравнения для поля излучения и кинетические уравнения, описывающие релаксацию среды. Однако некоторые общие выводы можно сделать заранее. Для получения максимальной световой энергии из активной среды нужно, чтобы интенсивность излучения  $I$  существенно превышала такую  $I_{\text{нас}}$ , которая соответствует равенству скоростей индуцированных и всех других переходов:

$$\frac{I_{\text{нас}}}{h\omega} \sigma_{ab}^{\varphi} \approx K_b. \quad (10)$$

При  $I > I_{\text{нас}}$  заселенности уровней почти выравниваются под воздействием прямых и обратных индуцированных переходов, а снимаемая с единицы объема мощность оказывается максимальной (насыщается). Большая интенсивность света или возникает в резонаторе (при работе в режиме генерации излучения) или вводится в среду извне (в режиме усиления излучения). Если при этом в среде обеспечена достаточно эффективная очистка нижнего рабочего состояния ( $K_{og_a} \gg \gg K_{og_b}$ ), то в идеальной ситуации каждый акт образования атома в состоянии  $b$  приводит к индуцированному испусканию фотона  $h\omega$ . Таким образом, при  $I \gg I_{\text{нас}}$  для максимальной удельной мощности лазерного излучения имеем

$$P_{\text{max}} = h\omega D_b. \quad (11)$$

Подытоживая материал этого пункта можно сказать, что для создания активной среды мощного лазера надо решить две основные проблемы: а) осуществить интенсивную накачку верхнего рабочего уровня (см. (11)); б) обеспечить эффективную очистку нижнего рабочего уровня (см. (8)). Эти вопросы существенно по разному решаются в ионизационно- и рекомбинационно-неравновесной плазме.

Более конкретный анализ как способов создания плазмы различных типов неравновесности, так и свойств ионизационно- и рекомбинационно-неравновесных активных сред будет дан ниже в п.п. 2, 3, 4. Сначала остановимся на общих требованиях к удельным энергетическим характеристикам накачки.

### 1.3. Удельные энергетические характеристики накачки

Одной из удобных энергетических характеристик накачки лазера является энергонапряженность активной среды  $W$ , т. е. мощность, вводимая от внешнего источника в единицу объема рабочей зоны (той области, где происходит накачка среды и генерация излучения). Общим свойством любой лазерно-актив-

ной среды является то, что усиление света возможно лишь в некотором диапазоне значений энергонапряженности:

$$\dot{W}_{\text{пор}} < \dot{W} < \dot{W}_{\text{кр}}$$

от порогового —  $\dot{W}_{\text{пор}}$ , до критического —  $\dot{W}_{\text{кр}}$ . Величины  $\dot{W}_{\text{пор}}$  и  $\dot{W}_{\text{кр}}$  определяются как свойствами активной среды (в частности — характеристиками лазерного перехода), так и конкретными параметрами установки (в частности — длиной активной зоны, свойствами зеркал резонатора, скоростью прокачки газа через рабочую зону). Остановимся на этих вопросах.

### 1.3.1. Пороговая энергонапряженность

Пусть кинетические процессы, происходящие в плазме таковы, что условие инверсии (7) с запасом выполнено и нижний рабочий уровень можно считать пустым. Этого вообще говоря недостаточно для работы лазера. Необходимо еще, чтобы относительный прирост интенсивности излучения за один проход активной среды (длиной  $L$ ) был больше той доли  $\xi$ , которая теряется в зеркале (поглощается или выходит наружу). Иначе говоря ненасыщенный коэффициент усиления должен превышать некоторую пороговую величину (см., например, [7, с. 15])

$$\kappa > \kappa_{\text{пор}}, \quad \kappa_{\text{пор}} = |\ln(1 - \xi)|/L \approx \xi/L, \quad (\xi \ll 1). \quad (12)$$

Условие (12) называют критерием самовозбуждения лазера.

Исходя из условия  $\kappa > \kappa_{\text{пор}}$  и используя (9), получаем пороговую скорость накачки

$$D_b \geq D_{\text{пор}} \equiv \kappa_{\text{пор}} K_b / \sigma_{ab}^{\Phi} = \xi \frac{4\Delta\omega}{\lambda^2 L} \cdot \frac{K_b}{A_{ab}}. \quad (13)$$

Пусть  $E_{\text{возб}}$  — энергия, затрачиваемая в среднем на образование одного атома в верхнем рабочем состоянии. Тогда для пороговой энергонапряженности  $\dot{W}_{\text{пор}} = D_{\text{пор}} E_{\text{возб}}$  имеем

$$\dot{W}_{\text{пор}} = \frac{\xi E_{\text{возб}} K_b}{\sigma_{ab}^{\Phi} L} = \frac{\xi}{\eta_{\text{ср}}} \cdot \frac{4\hbar\omega\Delta\omega}{\lambda^2 L} \cdot \frac{K_b}{A_{ab}}, \quad (14)$$

где  $\eta_{\text{ср}} = \hbar\omega/E_{\text{возб}}$  — к. п. д. активной среды. Минимальное пороговое значение энергонапряженности  $\dot{W}_{\text{мин}}$  можно получить, положив в (14)  $K_b = A_{ab}$  и взяв в качестве  $\eta_{\text{ср}}$  так называемый квантовый к. п. д.  $\eta_{\text{кв}} = \hbar\omega/E_b$ , т. е. отношение энергии кванта к энергии  $E_b$  перехода из основного в верхнее рабочее состояние. При этом

$$\dot{W}_{\text{мин}} = 8\pi\hbar c \frac{\Delta\omega}{\lambda^2 L} \cdot \frac{\xi}{\eta_{\text{кв}}} \quad (15)$$

— величина, не зависящая от характера кинетических процессов в плазме.

Исходя из величины минимальной пороговой энергонапряженности можно выделить три группы лазерных переходов:

а) переходы видимого и ближнего УФ-диапазона в атомах и атомарных ионах;

б) переходы между электронными термами молекул;

в) переходы в многократных ионах, соответствующие далекому ультрафиолету (ДУФ-диапазон,  $\lambda \approx 5 \div 50$  нм) и ближнему рентгену ( $\lambda \sim 1$  нм).

Лазеры на колебательных переходах молекул (далекий ИК-диапазон) мы здесь рассматривать не будем. О них см. [4, 5]. Оценим минимальную пороговую энергонапряженность для перечисленных выше сред.

1. Эффективную ширину линии для переходов в атомах и атомарных ионах положим доплеровской  $\Delta\omega = \Delta\omega_D = 2\pi^{3/2}v_T/\lambda$ , где  $v_T = \sqrt{2T/\mu}$  — характерная тепловая скорость атомов с массой  $\mu$  при температуре  $T$  [7, с. 243]. В оптическом и ближнем УФ-диапазонах можно рассчитывать на хорошие зеркала,  $\xi \leq 0,01$ , а ввиду сравнительно небольшой энергонапряженности можно обеспечить накачку протяженной активной среды  $L \approx 1$  м. При этом имеем

$$\dot{W}_{\text{мин}} = \frac{16\pi^2 \sqrt{\pi} \hbar c v_T}{\lambda^4 L} \cdot \frac{\xi}{\eta_{\text{КВ}}} \approx 10^2 \frac{1}{\lambda^4 L} \cdot \frac{\xi}{\eta_{\text{КВ}}} \approx \frac{10^9}{\lambda^4}. \quad (16)$$

Здесь положено  $v_T = 1$  км/с,  $\eta_{\text{КВ}} \approx 0,1$ ; во всех «практических» формулах энергонапряженность измеряется в Вт/см<sup>3</sup>, длина волны — в нм (1 нм = 10 Å), остальные величины, если не оговорено иначе, — в СГС. Для видимого диапазона ( $\lambda = 500$  нм) требуется сравнительно малая накачка  $\dot{W}_{\text{мин}} = 1,6 \cdot 10^{-2}$  Вт/см<sup>3</sup>.

2. При оценке минимальной энергонапряженности для молекулярных сред остановимся на фотодиссоциативных переходах. На таких переходах сейчас запущены наиболее мощные лазеры видимого диапазона (см. табл. в п. 4.2.1). Фотодиссоциативные переходы характеризуются очень большой шириной линии  $\Delta\omega \approx 1$  эВ  $\approx 10^{15}$  с<sup>-1</sup>, что почти на пять порядков превосходит доплеровскую ширину ( $\Delta\omega_D \approx 10^{10}$  с<sup>-1</sup> при  $\lambda \approx 500$  нм). Для этих переходов обычно минимальная накачка составляет  $\dot{W}_{\text{мин}} \sim 1 \div 10$  кВт/см<sup>3</sup>.

3. Требования к минимальной энергонапряженности резко возрастают и с переходом в коротковолновый диапазон. Ситуация здесь усугубляется отсутствием зеркал и невозможностью организовать в лабораторных условиях протяженные среды ( $L < 1$  дм). Кроме того, из-за большого нагрева среды доплеровское уширение дополнительно увеличивается ( $v_T \sim 10^6$  см/с). Полагая  $\kappa_{\text{пор}} \approx 1$  см<sup>-1</sup>, получаем аналогично (16)

$$\dot{W}_{\text{мин}} = \frac{16\pi^2 \sqrt{\pi} \hbar c v_T}{\lambda^4} \cdot \frac{\kappa_{\text{пор}}}{\eta_{\text{КВ}}} \approx \frac{10^{13}}{\lambda^4}, \quad (17)$$

что при  $\lambda = 50 \div 5$  нм дает  $\dot{W}_{\text{мин}} \approx 10^6 \div 10^{10}$  Вт/см<sup>3</sup>.

Разные требования к минимальному пороговому энерго-вкладу определяют и разные формы ввода энергии в среду.

Для генерации на переходах атомов и ионов в видимом и ближнем УФ-диапазоне оказывается достаточно использовать накачку в обычных разрядах (п. 3). Генерация на фотодиссоциативных переходах молекул достигается при форсированном вводе энергии в плотный газ: с помощью электронного пучка или импульсного поперечного (относительно направления усиления) разряда (п. 4). Заметные коэффициенты усиления в ДУФ-диапазоне получены при вводе энергии сфокусированным импульсом мощного лазерного излучения. Отметим, что переход к качественно лучшим средам (позволяющим или получить большую энергию с единицы объема или более коротковолновое излучение) требует, вообще говоря, и качественно лучшей формы энергии накачки (электронный пучок, лазерное излучение).

### 1.3.2. Критическая энергонапряженность

Обеспечение достаточно большой энергонапряженности является одним из двух основных требований к энергетике лазера. Вторым требованием является необходимость обеспечения достаточно быстрого отвода тепла из рабочей зоны. Грубо говоря, в лазере, как и в тепловой машине, должен быть не только эффективный нагреватель, но и эффективный холодильник. Дело в том, что ввиду малого к. п. д. лазеров основная энергия внешнего источника переходит в тепло. Перегрев же среды ведет к заселению нижнего рабочего уровня, т. е. к ухудшению условий усиления света и, в конечном счете, — к срыву генерации. Это и обуславливает наличие упоминавшейся выше критической энергонапряженности  $\dot{W}_{кр}$ .

Выразить в общем виде величину  $\dot{W}_{кр}$  через параметры плазмы, разумеется, не удастся, поскольку она зависит от конкретной схемы формирования инверсной заселенности. Однако, часто можно указать диапазоны газовой  $T$  и электронной  $T_e$  температур, при которых происходит срыв генерации, и выразить через эти температуры величину критической энергонапряженности:

$$\dot{W}_{e,кр} = W_{e,кр} / \tau_{Te}, \quad W_{e,кр} \equiv \frac{5}{2} N_e T_{e,кр}, \quad (18a)$$

$$\dot{W}_{кр} = W_{кр} / \tau_{охл}, \quad W_{кр} \equiv c_p N \Delta T_{кр}. \quad (18б)$$

Здесь  $W_{e,кр}$ ,  $W_{кр}$  — критические удельные энерговыклады в электронную и газовую составляющую;  $\tau_{Te}$ ,  $\tau_{охл}$  — характерные времена охлаждения соответственно электронов и тяжелых частиц;  $c_p$  — теплоемкость газа при постоянном давлении в расчете на одну частицу;  $\Delta T_{кр} = T_{кр} - T_0$ , где  $T_0$  — начальная температура газа.

При низких степенях ионизации  $\alpha = N_e/N \ll 10^{-2}$  и сравнительно большом давлении газа ( $p \geq 1$  атм) можно обеспечить весьма быстрое охлаждение электронов за счет упругих ударов

о тяжелые частицы (см. ниже п. 2.2). Сложнее обеспечить теплоотвод из газа, т. е. охлаждение тяжелых частиц. Механизм молекулярной теплопроводности неэффективен. Имеет смысл рассчитывать прежде всего на охлаждение за счет смены газа в рабочей зоне. При этом

$$\tau_{\text{охл}} \approx a/u, \quad (19)$$

где  $a$  — длина прокатки рабочей зоны (прокатку обычно осуществляют в направлении поперечном направлению усиления, конечно  $a \ll L$ ),  $u$  — скорость прокатки.

Для стационарной работы лазера необходимо, чтобы характерное время охлаждения было меньше времени нагрева до критической температуры газа. Предельное время нагрева можно оценить соотношением

$$\tau_{\text{пред}} = W_{\text{кр}} / \dot{W}_{\text{пор}} \quad (20)$$

Для того, чтобы «почувствовать» величины, проведем простые оценки. Положим в (186)  $\Delta T_{\text{кр}} \approx 0.06$  эВ (для примера, газ может иметь температуру втрое выше комнатной),  $p \approx 2$  атм ( $N = 2,69 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>). Тогда критический энерговклад составит  $W_{\text{кр}} \approx 0.4$  Дж/см<sup>3</sup> = 400 Дж/л. При этом для лазеров видимого диапазона  $\tau_{\text{пред}} \approx 2$  с, а для лазеров на фотодиссоциативных переходах  $\tau_{\text{пред}} \approx 40$  мкс. Время охлаждения при  $a \approx 1$  см и скорости прокатки  $a \approx 330$  м/с порядка скорости звука составляет  $\tau_{\text{охл}} \approx 3$  мкс.

## 2. ПОЛУЧЕНИЕ ПЛАЗМЫ С СИЛЬНО НЕРАВНОВЕСНОЙ СТЕПЕНЬЮ ИОНИЗАЦИИ

Для получения плазмы, в которой существенно заселены электронные степени свободы, надо концентрированно вводить энергию в плотный газ. При этом непосредственное использование химической энергии (например, в плазме пламени, взрыва, ударной волны и т. п.), оказалось не перспективным. Во-первых, при выделении химической энергии греются, в первую очередь, тяжелые частицы, в то время как возбуждение электронных степеней свободы намного эффективнее осуществляется электронами. Во-вторых, химический акт может передать частице энергию, не превышающую существенно электроновольта, что недостаточно для возбуждения лазерного перехода видимого диапазона. Разумеется, в ИК-лазерах на колебательно-вращательных переходах молекул, где для возбуждения требуется несколько десятых электроновольта, химическая энергия успешно используется (химические и газодинамические лазеры). Для перехода же к более высокосортной световой энергии видимого диапазона потребовалось использовать и более высокосортную энергию накачки. Речь идет об электрической (в том числе световой) энергии, а также энергии быстрых заряженных частиц, получаемых или за счет ускорения в электрическом поле



(электронные пучки), или в результате ядерных реакций. На некоторых свойствах плазмы, образованной электрическими полями и быстрыми заряженными частицами, мы и остановимся в этом разделе.

## 2.1. Газовый разряд. Ионизационно-неравновесная плазма

Вопросы, связанные с формированием и поддержанием плазмы при помощи электрического поля составляют обширнейшую область прикладной физики, называемую физикой газового разряда [11—16]. Ниже мы остановимся лишь на некоторых моментах, связанных с использованием газового разряда в качестве активной среды для лазера; в частности обсудим физические причины ограничений на энергонапряженность среды в газоразрядной плазме.\*

В основу классификации плазмы газового разряда положим ее ионизационное состояние в активной зоне и временные характеристики разряда. По состоянию, соответственно, будем различать ионизационно- и рекомбинационно-неравновесную плазму (см. выше п. 1.2); по временным характеристикам — плазму, образующуюся на фронте импульса греющего поля, стационарно поддерживаемую плазму и плазму послесвечения. Сразу отметим, что плазма на фронте импульса греющего поля практически всегда ионизационно-неравновесна, а плазма послесвечения — рекомбинационно-неравновесна. Стационарно поддерживаемая электрическим полем плазма может быть ионизационно-неравновесной (положительный столб тлеющего разряда) и почти равновесной (плазма электрической дуги). Возможности стационарного поддержания электрическим полем рекомбинационно-неравновесной плазмы (которая могла бы являться активной средой) пока изучены недостаточно. Стационарную, рекомбинационно-неравновесную плазму удается получить, ионизируя газ внешним источником (см. ниже п. 2.2).

### 2.1.1. Пробой и нарастание ионизации

Явление пробоя характеризуется быстрым «размножением» электронов в газе, находящемся под воздействием электрического поля. Это явление носит пороговый характер по напряженности поля. Иначе говоря, пробой имеет место при полях, превышающих некоторую пороговую величину, зависящую от геометрии разряда, состава газа и его плотности, а также от частоты приложенного электрического поля [11—16]. Для развития пробоя необходимо, чтобы свободный электрон, по

\* Читателю, желающему подробнее ознакомиться с основами физики газового разряда, в том числе для применения к  $\text{CO}_2$ -лазерам, можно порекомендовать монографию [16].

тем или иным причинам возникающий в газе, с большей вероятностью набирал энергию от поля и производил акты ионизации, чем растрачивал энергию в соударениях, не приводящих к ионизации или уходил из области действия сильных полей. В постоянном поле электрон набирает энергию за время свободного пролета  $\tau_e$ . Если же частота электрического поля  $\omega$  велика по сравнению с частотой столкновений  $1/\tau_e$  (СВЧ и лазерные поля), то поглощение электромагнитной энергии происходит за счет ускорения электрона в ходе столкновений (обратный тормозной эффект). В обоих случаях частота (скорость) ионизации  $\nu_{\text{ион}}$  характеризуется отношением  $\mathcal{E}/N$  напряженности поля к плотности газа  $\nu_{\text{ион}} = \nu_{\text{ион}}(\mathcal{E}/N)$ .

Если электрон набирает энергию достаточно быстро, то образуется лавина, т. е. концентрация электронов за счет их размножения экспоненциально растет в направлении движения электрона (при постоянном поле), или во времени (в СВЧ и лазерных полях). На стадии пробоя и лавинной ионизации лазеры обычно не работают, что объясняется малой заселенностью возбужденных состояний. Действительно, на этой стадии, во-первых, мала концентрация электронов; во-вторых, мала роль процессов возбуждения относительно процессов ионизации, поскольку в противном случае не было бы пробоя.

Стадия лавинной ионизации обычно сменяется стадией нагрева и тепловой ионизации среды. В постоянном электрическом поле это происходит после образования плазмы, т. е. после возрастания плотности электронов  $N_e$  до такой величины, при которой дебаевский радиус  $r_D = (T_e/4\pi e^2 N_e)^{1/2}$  становится много меньше характерных линейных размеров плазмы. После этого напряженность поля резко падает (ввиду дебаевской экранировки) и имеет место джоулев нагрев плазмы. Он состоит в том, что небольшая энергия  $\varepsilon \ll T_e$ , набираемая электроном за время свободного пролета «хаотизируется» упругими столкновениями, т. е. переходит в тепло.

Высокочастотное поле может проникать в плазму до тех пор, пока его частота  $\omega$  больше ленгмюровской частоты  $\omega_L = (4\pi e^2 N_e/m_e)^{1/2}$  коллективных колебаний электронов. Когда концентрация электронов возрастает так, что  $\omega_L \approx \omega$ , то поглощение света определяется коллективными эффектами. Дальнейшее распространение плазмы или обусловлено гидродинамическими явлениями (светодетонационная волна и т. п. [15]) или идет за счет температурной ионизации на границе плазма — газ.

Нарастание ионизации продолжается до тех пор пока или не прекратится действие внешнего источника, или разовьются процессы, приводящие к неустойчивости плазмы, или «включатся» процессы, уравнивающие ввод энергии и размножение электронов таким образом, что плазма будет поддерживаться в стационарных условиях.

Как импульсные, так и стационарные газо-

вые лазеры работают на стадии тепловой ионизации плазмы. При этом, разумеется, недостаточно обеспечить условия усиления света в отдельных областях пространства. Необходимо, чтобы образовалась плазма нужной для формирования лазерного светового потока геометрии. Желательно иметь как можно более однородную активную среду, заполняющую цилиндр, параллелепипед или плоский слой. Из многочисленных видов разряда наиболее удобную геометрию обычно можно обеспечить в тлеющем и дуговом разряде, на кратком обсуждении которых мы ниже и остановимся.

### 2.1.2. Тлеющий разряд

Тлеющим разрядом называют самоподдерживающийся слаботочный разряд с холодным катодом, возникающий под воздействием большого напряжения на сравнительно разреженный газ. В простейшем варианте — это разряд в откаченной стеклянной трубке с металлическими электродами. Выход электронов с катода обусловлен вторичной эмиссией под воздействием ударов положительных ионов. Вблизи катода расположен так называемый катодный слой, в котором различают несколько областей. В катодном слое происходит основное падение разности потенциалов; здесь в сильном поле, где еще не успела окончательно сформироваться плазма, происходит ускорение и размножение вылетевших с катода электронов. Положительный столб (ПС) в тлеющем разряде представляет собой плазму, примыкающую к аноду и фактически служит в разряде лишь проводником электрического поля между приэлектродными слоями. Характерная плотность тока и давление газа в тлеющем разряде составляет  $j \leq 30$  мА/см<sup>2</sup>,  $p \sim 10 \div 100$  тор, а напряжение на электродах  $U \sim 1 \div 10$  кэВ.

Плазма ПС нашла широкое применение в физике газовых лазеров. В частности, на ее основе работают мощные газоразрядные СО<sub>2</sub>-лазеры [16]. Широкое применение ПС в качестве активной среды для лазеров обусловлено в первую очередь тем, что тлеющий разряд сравнительно просто зажечь и поддерживать.\* Поэтому в плазме ПС были запущены первые импульсные и стационарные газовые лазеры на гелии с неоном и смесях, содержащих углекислый газ. Плазма ПС характеризуется сильной ионизационной неравновесностью, в ней электроны перегреты и это благоприятно для накачки в режиме возбуждения (см. выше п. 1.2). Поэтому дальнейшие исследования, которые шли по пути улучшения характеристик газовых лазеров, вольно или невольно приводили к необходимости избегать вклада объемной рекомбинации в кинетические процес-

\* Экспериментальная техника здесь несравненно проще, чем при накачке газа электронным пучком или ядерными осколками. Напомним, что тлеющий разряд обычно демонстрируют на лекциях по курсу общей физики.

сы. Это, в частности, привело к долгому отсутствию экспериментов по запуску плазменных лазеров.

Основные характеристики плазмы ПС определяются тем, что в ней объемные процессы (джоулев нагрев и тепловая ионизация) компенсируются обратными процессами на стенках (стеночное охлаждение и рекомбинация). Разумеется, при этом велика роль процессов переноса, что имеет место лишь в достаточно разреженном газе. Поэтому для ПС характерен сильный отрыв электронной температуры от газовой ( $T_e \sim 1 \div 3$  эВ,  $T \sim 0,03 \div 0,06$  эВ), сравнительно низкая концентрация электронов и степень ионизации ( $N_e \sim 10^8 \div 10^{11}$  см<sup>-3</sup>,  $\alpha = N_e/N \sim 10^{-8} \div 10^{-6}$ ). Отметим, что равновесная степень ионизации, вычисляемая по формуле Саха при  $T_e \sim 1 \div 3$  эВ и  $p \sim 30$  Тор оказывается на 5  $\div$  8 порядков большей по сравнению с фактически имеющейся в ПС. Это объясняется малостью диффузионного времени жизни электрона по сравнению с временем объемной рекомбинации, вследствие чего объемная ионизация и компенсируется стеночной рекомбинацией.

### 2.1.3. Дуга

При повышенном давлении ( $p \geq 1$  атм) тлеющий разряд самостоятельно гореть не может, поскольку процессы переноса начинают конкурировать с объемными процессами. Во-первых, теплообмен между электронами и тяжелыми частицами становится сильнее, чем теплоотвод на стенки. Это приводит к нагреву газа\* до температуры  $T \approx T_e$ . Во-вторых, процесс диффузии электронов в плотной среде становится медленным, что приводит к увеличению  $N_e$ . При большой концентрации электронов становится определяющей роль ступенчатых процессов ионизации и рекомбинации, практически компенсирующих друг друга. В результате формируется стационарный разряд, который принято называть дугой. Дуга характеризуется большими токами ( $j \sim 10 \div 10^3$  А/см<sup>2</sup>) и, соответственно, малыми значениями напряжения на электродах, которое обычно порядка потенциала ионизации газа ( $U \sim I \sim 10$  эВ).

Из сказанного выше следует, что степень ионизации плазмы дуги близка к равновесной ( $\alpha_{\text{равн}} \sim 10^{-3} \div 10^{-1}$ ), а возбужденные электронные состояния заселены по Больцману. Будучи почти равновесной, плазма дуги, как правило, не может служить активной средой для лазеров.\*\* В то же время, для получения как можно большей энергии с единицы объема необходимо переходить к большим плотностям газа и тока в плазме.

\* Поэтому дугу используют для сварки.

\*\* Вообще говоря, для двухзарядных ионов степень ионизации и заселенности уровней могут быть сильно неравновесными из-за большой роли излучательных переходов. Поэтому на основе плазмы дуги работают некоторые ионные лазеры (см. ниже п. 3.1).

Таким образом, эффект зажигания дуги служит ограничением на получаемую с единицы объема мощность в стационарном газовом лазере. Приходится работать где-то «на грани» параметров тлеющего разряда и дуги, прибегая к различным ухищрениям, чтобы подавить возникающие неустойчивости. Обсудим некоторые из этих вопросов.

### 2.1.4 Контракция тлеющего разряда

Обычно наиболее опасна так называемая ионизационно-перегревная неустойчивость. Она имеет место для тлеющего разряда в любом газе (инертном, молекулярном, содержащем отрицательные ионы) и приводит к основным ограничениям сверху на  $N$  и  $j$ . Механизм нарастания  $N_e$  состоит в следующем (подробнее см. [16]). Положительная флуктуация  $\delta N_e$  порождает повышение проводимости и, соответственно, плотности тока плазмы. В результате растет температура электронов  $T_e$ , которая в плотном газе приводит к увеличению  $T$ . Ввиду быстрого (со скоростью звука) выравнивания давления  $p = NT$ , понижается плотность газа. Это приводит к увеличению локальной частоты ионизации  $\nu_{ион}$  ввиду увеличения отношения  $\mathcal{E}/N$ . Следовательно, имеет место «положительная обратная связь»: флуктуационное возрастание концентрации электронов приводит к дальнейшему ее росту.

Ионизационно-перегревная неустойчивость вызывает распад разряда на несколько высокотемпературных каналов (дуг). Это явление называют контракцией или «шнурованием» разряда. Действительно, если в результате неустойчивости возник канал с повышенной плотностью электронов, то по нему (ввиду большей проводимости) идет и больший ток. Этот канал как бы «закорачивает» электроды, вследствие чего поле падает настолько, что не может поддерживать тлеющий разряд. Поэтому ток полностью сосредотачивается в одном или нескольких шнурах.

Для того, чтобы повысить энергонапряженность (удельную мощность) разряда, сохраняя в то же время плазму ионизационно-неравновесной, идут, в сущности, в двух направлениях. Во-первых, работают в импульсном или импульсно-периодическом режиме на стадии нарастания импульса поля до того времени, пока не разовьются неустойчивости, приводящие к срыву генерации. Во-вторых, различными методами пытаются стабилизировать стационарный разряд.

Ионизационная неравновесность на фронте импульса поля возможна даже в плотной среде, когда диффузионный уход электронов несуществен. Дело в том, что температура электронов обычно релаксирует быстрее, чем концентрация. Поэтому  $T_e$  почти сразу принимает значение, соответствующее данному уровню джоулева нагрева, в то время как  $N_e$  «не успевает» достичь уровня, соответствующего равновесной степени иониза-

ции при данной  $T_e$ . Таким образом, в импульсе, пока не нагрелись тяжелые частицы и не развилась ионизационно-перегревная неустойчивость, можно получить ионизационно-неравновесную плазму и при давлениях, превышающих те, которые необходимы для устойчивого горения тлеющего разряда. При этом, конечно, необходимо, чтобы в начальной стадии, при пробое, разряд был достаточно однороден. Надо, например, избегать «закорачивания» электродов искровым разрядом [14]. Последствия такого рода «закорачивания» удастся частично смягчить путем компоновки катода из многих электродов (иглол или штырей) и использования «развязки», т. е. независимой подачи напряжения на каждый электрод через свое балластное сопротивление. Такая конструкция катодов особенно часто применяется при поперечном (относительно направления усиления света) разряде. Для обеспечения однородности пробоя обычно используют предыонизацию электронным пучком или ВУФ-излучением, идущим от специально зажигаемого разряда.

Для стабилизации стационарного разряда также разработан целый ряд технических ухищрений [4, 5, 16]. Основные успехи достигнуты при использовании несамостоятельного разряда, поддерживаемого пучком быстрых электронов, вводимых извне через фольгу. Такие лазеры часто называют электронно-ионизационными. Разряд стабилизируется за счет того, что электроны плазмы образуются в основном не за счет тепловой ионизации, а за счет ионизации электронным пучком. Такая плазма в отсутствие электрического поля была бы рекомбинационно-неравновесной (см. ниже, п. 2.2). Однако приложенное поле настолько повышает температуру электронов, что плазма оказывается ионизационно-неравновесной.

Использование «электроионизационной» схемы накачки имеет смысл в том случае, когда несмотря на преобладание пучковой ионизации основная энергия на возбуждение рабочего перехода лазера поставляется полем. Иначе говоря, рожденный за счет ионизации пучком электрон, должен много раз набрать энергию от поля и передать ее в возбуждение, чтобы компенсировать ту энергию, которая затрачена на него при ионизации. Такая ситуация имеет место в  $\text{CO}_2$ -лазерах, где электроны (при соответствующем подборе состава среды) почти всю полученную от поля энергию растрачивают на возбуждение «нужных» колебательных степеней свободы. Однако использование электроионизационных схем для накачки электронных степеней свободы менее эффективно. Действительно, поскольку энергия возбуждения электронных переходов несильно отличается от энергии ионизации, то поле, поддерживающее температуру электронов, необходимую для возбуждения электронных степеней свободы, неизбежно будет «вкладывать» существенную долю энергии и в ионизацию. Иначе говоря, процессы ионизации

пучком и нагретыми полем электронами будут конкурировать, а в этом случае стабилизация заряда пучком неэффективна. Однако, как уже отмечалось выше, предыонизация может обеспечить однородность пробоя и, следовательно, она представляет интерес для нестационарных разрядов, в которых возбуждаются электронные степени свободы.

## 2.2. Рекомбинационно-неравновесная плазма

Из предыдущего обсуждения видно, что на фронте импульса газового разряда и в процессе воздействия электрического поля на газ образуется или ионизационно-неравновесная, или же почти равновесная плазма. Дело в том, что энергия поля, передаваемая электронам малыми порциями, переводится в тепло и лишь затем идет на ионизацию газа. Для получения рекомбинационно-неравновесной плазмы нужно, чтобы все происходило в обратном порядке: сначала имели место акты ионизации, а уже затем родившиеся в этих актах электроны образовывали максвелловское распределение с достаточно низкой температурой. Такая последовательность процессов возможна или при разделении во времени стадии образования плазмы и охлаждения свободных электронов, или при воздействии на газ жесткого (ионизирующего) источника. Ионизатором могут служить быстрые заряженные частицы или коротковолновые фотоны. Рассмотрим механизмы формирования рекомбинационно-неравновесной плазмы, ориентируясь на плотные газы ( $p \sim 0,03 \div 30$  атм) в объемах с достаточно большими линейными размерами, чтобы можно было пренебречь явлениями переноса и стеночными эффектами.

### 2.2.1. Послесвечение

Послесвечением называют стадию распада плазмы, когда достаточно быстро «отключен» поддерживающий ионизацию источник. Если до отключения источника плазма была ионизационно-неравновесной, то после (или во время) отключения температура электронов очень быстро падает за счет неупругих процессов (возбуждения и ионизации). Поэтому в самом начале послесвечения плазму можно считать почти равновесной по степени ионизации, так что обычно не играет роли, каким источником получена нужная плазма.

В стадии распада процессы рекомбинации, разумеется, преобладают над процессами ионизации, т. е. плазма послесвечения рекомбинационно неравновесна (переохлаждена). Однако для лазерных приложений всегда нужна среда достаточно сильно отклоненная от равновесия. В частности интересна такая распадающаяся плазма, в которой электроны переохлаждены сильно.

Грубую оценку необходимой для инверсии температуры электронов можно получить из условия инверсии (8), если положить верхнее рабочее состояние  $b$  заселенным в равновесии с континуумом, а нижнее рабочее состояние  $a$  — в равновесии с основным состоянием рабочего атома  $A$  (см. рис. 3). В ре-

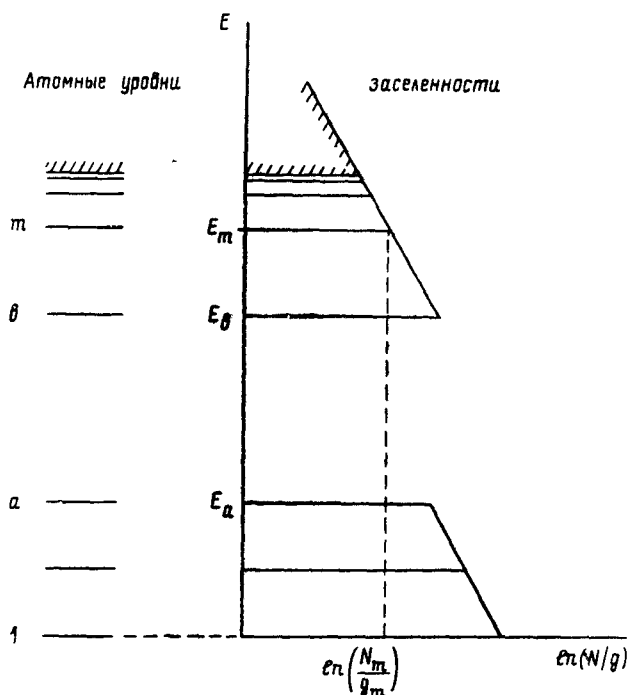


Рис. 3. Уровни атома (слева) и их заселенности (справа) в плотной переохлажденной плазме

зультате для температуры электронов получается условие (подробнее см. [7, с. 16]):

$$T_e < T_{\text{равн}} \hbar \omega / J, \quad (21)$$

где  $T_{\text{равн}}$  — температура, которая бы в равновесии соответствовала фактически имеющейся степени ионизации (см. выше п. 1.2);  $\hbar \omega$  — энергия кванта рабочего перехода;  $J$  — энергия ионизации атома. Обычно  $T_{\text{равн}} \sim 1 \div 3$  эВ,  $\hbar \omega / J \sim 0,1$ , так что температура электронов в плазменных лазерах видимого диапазона должна составлять не более нескольких десятых эВ. Эта оценка подтверждается детальными численными расчетами и экспериментальными данными. Дело в том, что свойства переохлажденной плазмы (в частности — скорость рекомбинации) резко зависят от температуры электронов, поэтому даже



грубая оценка  $T_e$  на основе известных свойств плазмы дает верный порядок величины.

Для реализации режима интенсивной рекомбинации необходимо, чтобы характерное время охлаждения электронов  $\tau_{T_e}$  было меньше времени рекомбинации рабочего атома  $\tau_{\text{рек}}$ . В противном случае плазма прорекомбинирует до того, как возникнут условия, благоприятные для генерации света. При этом требования к времени охлаждения электронов резко возрастают с понижением температуры  $T_e$ , необходимой для генерации, поскольку падает  $\tau_{\text{рек}}$ . Так например, при тройной рекомбинации  $\tau_{\text{рек}} \propto T_e^{3/2}$ .

Обратим внимание на то, что время релаксации концентрации электронов  $\tau_{N_e}$  в условиях, когда реализуется инверсия, намного превосходит время охлаждения электронов  $\tau_{T_e}$ , причем если рабочие атомы составляют основную компоненту газовой смеси, то условие  $\tau_{T_e} < \tau_{\text{рек}}$  оказывается более жестким  $\tau_{T_e} \ll \ll \tau_{\text{рек}} \approx \tau_{N_e}$ . Покажем это.

Простейшее уравнение теплового баланса электронов имеет вид

$$\frac{3}{2} N_e \frac{dT_e}{dt} = E_{\text{рек}} N_e / \tau_{N_e} - N_e T_e / \tau_{T_e}, \quad (22)$$

где  $E_{\text{рек}}$  — энергия, выделяющаяся в электронном газе на один акт рекомбинации (подробнее см. [7, с. 83]). Определение  $E_{\text{рек}}$  и  $\tau_{N_e}$  следует из равенств

$$E_{\text{рек}} N_e / \tau_{N_e} = \sum_k E_{\text{рек}}^{(k)} N_+^{(k)} / \tau_{\text{рек}}^{(k)}, \quad N_e = \sum_k N_+^{(k)},$$

где индекс  $k$  обозначает тип иона  $k = A, B, C, \dots$ . Если преобладает какой-либо тип иона, то его время рекомбинации и определяет  $\tau_{N_e}$ .

Из уравнения (22) следует, что на временном промежутке  $\tau_{T_e} < t < \tau_{N_e}$  имеет место квазистационарное равновесие между охлаждением электронов за счет того или иного механизма и их рекомбинационным нагревом. Такой квазистационарный режим, когда  $\frac{dT_e}{dt} \ll E_{\text{рек}} / \tau_{N_e}, T_e / \tau_{T_e}$ , имеет место при

$$\tau_{T_e} / \tau_{N_e} \approx T_e / E_{\text{рек}}. \quad (23)$$

В плотной среде на каждый акт рекомбинации приходится энергия, примерно равная энергии ионизации  $E_{\text{рек}} \sim J$ . Поскольку  $T_e \sim 0,1 \div 0,3$  эВ, а  $J \sim 10$  эВ, то должно быть  $\tau_{N_e} / \tau_{T_e} \sim 30 \div 100$ . Это, в частности, обеспечивает условие квазиста-

ционарности температуры электронов ( $\tau_{T_e} \ll \tau_{N_e}$ ) тогда, когда в соответствии с (21) она достаточно низка для формирования инверсии.

### 2.2.2. Механизмы охлаждения электронов

Из разнообразных механизмов охлаждения свободных электронов плазмы [7, § 19] рассмотрим два наиболее интересных: охлаждение за счет столкновений с тяжелыми частицами и при разлете плазменного сгустка.

1. Характерное время охлаждения электронов за счет упругих столкновений с холодными ( $T \ll T_e$ ) нейтралами записывается в виде

$$\tau_{T_e} = \left( \frac{2m_e}{\mu} v_{\text{упр}} \right)^{-1} = \frac{2m_e}{\mu} \left( \langle \sigma_{\text{упр}} v_e \rangle N \right)^{-1}, \quad (24a)$$

где  $m_e$ ,  $\mu$  — массы электрона и тяжелой частицы,  $v_{\text{упр}} = \langle \sigma_{\text{упр}} v_e \rangle$  — частота или скорость упругих столкновений. Множитель  $2m_e/\mu$  характеризует малую передачу энергии между легкой и тяжелой частицей за одно столкновение. В связи с этим для ускорения охлаждения электронов часто используют легкий буферный газ — гелий, который плохо ионизируется и поэтому не приводит к излишнему рекомбинационному нагреву. Время охлаждения об атомы гелия можно оценить по формуле

$$\tau_{T_e} \approx 3,4 \cdot 10^{-9} / N_{\text{He}} \sqrt{T_e}. \quad (24b)$$

(В «практических» формулах температура измеряется в эВ, а плотность газов в Амага; 1 Амага =  $2,69 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  соответствует плотности газа при нормальном давлении и температуре). Таким образом, при атмосферном давлении гелия охлаждение электронов до  $T_e \approx 0,2$  эВ происходит за 8 нс. Охлаждение электронов о буферный инертный газ широко используется как в лазерах, работающих в послесвечении импульсного разряда (см. п. 3.2), так и в лазерах накачиваемых электронными пучками (см. п. 4).

Охлаждение электронов непосредственно за счет столкновений с нейтралами преобладает в плазме с достаточно низкой степенью ионизации ( $\alpha < 10^{-3} \div 10^{-5}$ ). При высокой степени ионизации охлаждение идет быстрее: электроны за счет кулоновских столкновений, имеющих большое сечение ( $\sigma_{\text{кул}} \sim \sim 10^{-12} T_e^{-2}$ ) передают энергию ионам, которые быстро (ввиду равенства масс) отдают энергию нейтралам. Время охлаждения электронов о ионы оценивается по формуле

$$\tau_{T_e} \approx 3 \cdot 10^4 \left( \frac{\mu}{2m_e} \right) \frac{T_e^{3/2}}{ZN_e}, \quad (25)$$

где  $Z$  — заряд иона. Для гелия частоты столкновений электрона с ионами и с нейтралами сравниваются при степени ионизации  $\alpha \approx 10^{-3} T_e^2$ .

Столкновительный механизм охлаждения электронов «рабо-

тает» в плазме с не слишком большой степенью ионизации. Дело в том, что при рождении каждого электрона в электронном газе выделяется энергия порядка удвоенного потенциала ионизации  $2J \sim 10-20$  эВ. Поэтому для охлаждения электронов до температуры  $T_e \sim 0,2 \div 0,3$  эВ, ввиду равной теплоемкости атома и электрона, необходимо иметь степень ионизации

$$\alpha = \frac{N_e}{N} < \frac{T_e}{2I} \sim 10^{-2}. \quad (26)$$

Если в газе содержится около десяти процентов молекулярных примесей, то обычно преобладает канал охлаждения за счет возбуждения колебательно-вращательных степеней свободы молекул. Однако специально добавлять молекулярный газ для охлаждения электронов, как правило, не удается, поскольку наличие заметного количества молекул сильно изменяет кинетику рекомбинации рабочего иона из-за плазмо-химических реакций.

2. В плазме с большой степенью ионизации ( $\alpha \geq 10^{-2}$ ), когда тяжелые частицы уже не могут играть роль термостата, наиболее эффективно охлаждение за счет разлета плазменного сгустка. Механизм охлаждения состоит в том, что тепловая энергия хаотического движения частиц переводится в кинетическую энергию движения среды как целого.

Если учитывать изменение  $N_e(t)$  и  $T_e(t)$  только за счет разлета, то для некоторого расширяющегося элементарного объема газа обычно используют выражения:

$$T_e(t) = T(0) \left( \frac{t_0}{t} \right)^{2k/3}, \quad N_e(t) = N_e(0) \left( \frac{t_0}{t} \right)^k, \quad t > t_0, \quad (27)$$

где  $t_0$  — «начальное» время разлета (см. ниже);  $k=1, 2, 3$  соответственно для разлета плоского слоя, цилиндра и шара.

Выражения (27) справедливы в случае инерционного разлета среды, когда основная часть тепловой энергии перешла в кинетическую и каждая частица газа движется с постоянной скоростью  $u$  (подробнее см. [17, с. 92]). Обычно инерционный разлет имеет место после того как начальный линейный размер  $r_0$  увеличится в несколько раз, поэтому «начальное» время  $t_0$ , при котором становится справедливым (27), можно оценить по формуле  $t_0 \sim (2 \div 3)r_0/u$ .

Несмотря на то, что концентрация электронов при разлете падает несколько быстрее, чем температура, режим рекомбинационной неравновесности достигается, если  $t_0 \leq \tau_{рек}$ . Причина переохлаждения электронов состоит в том, что равновесная степень ионизации  $\alpha_{равн}$ , соответствующая данным значениям  $T_e$ , падает экспоненциально, а  $N_e$  — за счет разлета и рекомбинации — степенным образом. При этом возможен даже эффект «закалки» степени ионизации  $\alpha$ , когда плазма «успевает» разлететься не прорекомбинировав (подробнее см. [17, с. 444]).

Разлетный механизм охлаждения электронов был предложен в работе [18] и сейчас используется в так называемых плазмодинамических лазерах, в которых плазма, создаваемая

электрической дугой продувается через сопло, обеспечивающее сверхзвуковую скорость расширения потока [19, 20]. Преимущество таких лазеров состоит в том, что генерация происходит в стационарном режиме. Основные недостатки связаны с громоздкостью и малым к. п. д. установки. Действительно, на каждый электрон приходится  $1/\alpha$  тяжелых частиц, которые нужно разогнать до сверхзвуковой скорости.

По-видимому, наибольший интерес разлетный механизм охлаждения электронов представляет в связи с проблемой создания лазеров коротковолнового диапазона на переходах многозарядных ионов (подробнее см. обзор [21]). Короткие времена охлаждения в таких экспериментах достигаются за счет фокусировки мощного излучения лазера накачки в тонкую строчку на поверхности мишени. К сожалению, радиус образовавшегося плазменного цилиндра определяется не только размерами сфокусированной строчки, но и расстоянием, на которое прогревается испаряемая среда за время лазерного импульса. Обычно для такого рода экспериментов имеют место параметры  $r_0 \sim 10^{-2}$  см,  $u \sim v_T \sim 10^7$  см/с, что соответствует характерному времени разлетного охлаждения  $t_0 \sim 1 \div 10$  нс.

### 2.2.3. Плазма, создаваемая жестким ионизатором

Жестким мы здесь будем считать такое излучение, которое ионизует газ, но при этом слабо взаимодействует с электронами образовавшейся плазмы. Как уже отмечалось, жестким ионизатором могут быть коротковолновые фотоны (с энергией больше потенциала ионизации рабочего газа) или быстрые заряженные частицы. Накачка коротковолновыми фотонами, как правило, не представляет практического интереса ввиду отсутствия лабораторных источников нужной мощности и в связи с трудностью транспортировки коротковолнового излучения ( $\lambda \leq 100$  нм). Впрочем, для запуска лазера в рентгеновской области (где возможность радикального продвижения в новый диапазон в какой-то мере оправдывает затрачиваемые средства) такая накачка, по-видимому, применялась [21, 22]. Здесь же мы будем иметь в виду пучки электронов и быстрые заряженные частицы, возникающие в результате ядерных реакций, стимулированных внешним источником нейтронов.\* Пучок электронов вводится в газ обычно через тонкую фольгу или дифференциальную линию откочки, поскольку электронные пушки работают в глубоком вакууме ( $p \leq 10^{-5}$  атм). В случае

\* Образующиеся в ядерных реакциях осколки имеют огромные кинетические энергии ( $E_{яд} \sim 0,1 \div 100$  МэВ), которым соответствуют скорости, существенно превосходящие скорости атомных электронов. Кроме того сам ядерный акт длится малое (по атомным масштабам) время. Ядерные осколки как бы «стряхивают» с себя электроны и оказываются многозарядными ионами.

ядерной накачки активный изотоп либо перемешан с основным газом, либо нанесен на поверхность лазерных трубок.

Картина формирования плазмы в плотном газе под воздействием быстрых заряженных частиц в общих чертах имеет следующий вид. Среди электронов, возникающих в результате ударов быстрых заряженных частиц примерно половина имеет достаточную энергию для того, чтобы снова ионизовать или возбудить газ. Определяемый как быстрыми частицами, так и вторичными электронами процесс ионизации обычно называют ионизационным каскадом. Электроны, растратившие энергию в неупругих столкновениях так, что ее уже не хватает на возбуждение атомов (подпороговые электроны) охлаждаются далее в упругих столкновениях с нейтралами (если нет молекул). Для электронов, охладившихся до энергии  $\epsilon \sim 0,1 - 0,3$  эВ существенна роль упругих столкновений, которые формируют максвелловское распределение электронов плазмы. Концентрация электронов плазмы на несколько порядков превосходит концентрацию других групп электронов [7, с. 122] (подпороговых электронов и электронов каскада); именно электроны плазмы формируют рекомбинационный поток по возбужденным состояниям.

Воздействие быстрых заряженных частиц на газ удобно характеризовать двумя параметрами: частотой ионизации  $\nu_{\text{ион}}$  и энергией, затрачиваемой на рождение одной пары электрон—ион  $E_{\text{пар}}$ . Частота ионизации есть вероятность в единицу времени данному атому быть ионизованным за счет удара быстрой частицы или электрона каскада. Следовательно:  $G_{\text{ион}} = \nu_{\text{ион}} N$  — число атомов ионизируемых в единице объема в единицу времени;  $\dot{W} = E_{\text{пар}} G_{\text{ион}} = E_{\text{пар}} \nu_{\text{ион}} N$  — энергонапряженность среды;  $\dot{w} = E_{\text{пар}} \nu_{\text{ион}}$  — энергонапряженность в расчете на одну частицу газа. Величина  $E_{\text{пар}}$  удобна тем, что она мало меняется для данного состава газа в широком диапазоне плотностей ( $p \sim 10^{-3} - 50$  атм) и температур ( $T \sim 0,03 - 0,5$  эВ) при его ионизации частицами больших энергий ( $E_e \sim (10^4 - 10^5) J$  для электрона,  $E_{\text{яд}} \geq 10^5 J$  для ядерных осколков). Обычно около половины энергии идет на ионизацию газа, а остальная часть — на возбуждение электронных степеней свободы и образование подпороговых электронов. Можно с неплохой точностью считать  $E_{\text{пар}} \approx 2J$ .

Если газ находится под воздействием электронов, то

$$\nu_{\text{ион}} = \frac{1}{e} \sigma_{\text{ион}}(E_e) j_e, \quad \dot{W} = E_{\text{пар}} \nu_{\text{ион}} N = \frac{1}{e} E_{\text{пар}} \sigma_{\text{ион}}(E_e) j_e, \quad (28)$$

где  $e$  — заряд электрона;  $\sigma_{\text{ион}}$  — сечение ионизации с учетом ионизационного каскада,  $E_e$  — энергия электронов пучка;  $j_e$  — плотность тока пучка. Вообще говоря,  $j_e$ ,  $E_e$  — функции точки пространства, а  $j_e$  — при нестационарной накачке, еще и функция времени. Ниже будем оперировать усредненными по про-

странству величинами. На вопросах, связанных с пучковой накачкой, остановимся далее сравнительно подробно.

Если ионизация газа происходит осколками газофазного ядерно-активного компонента смеси, то

$$v_{\text{ион}} = \frac{E_{\text{яд}}}{E_{\text{пар}}} \sigma_{\text{яд}} j_n \frac{N_{\text{яд}}}{N}, \quad \dot{W} = E_{\text{яд}} \sigma_{\text{яд}} j_n N_{\text{яд}}, \quad (29)$$

где  $E_{\text{яд}}$  — кинетическая энергия ядерных осколков;  $\sigma_{\text{яд}}$  — сечение ядерной реакции, стимулируемой потоком нейтронов;  $j_n$  — плотность потока нейтронов;  $N_{\text{яд}}$  — плотность ядер активного изотопа. Конкретные возможности ядерной накачки здесь рассматриваться не будут.

Плазма, создаваемая в плотном газе жестким источником ионизации в квазистационарных по  $N_e$  условиях всегда рекомбинационно-неравновесна. Действительно, число актов рекомбинации должно превышать число актов ионизации, производимой плазменными электронами, чтобы компенсировать ионизацию быстрыми частицами. Здесь мы остановимся на случае сильной рекомбинационной неравновесности, когда ионизацией плазменными электронами вообще можно пренебречь. Рассмотрим соотношения между характерными временами релаксации различных характеристик плазмы и оценим предельные энергонапряженности.

Простейшие уравнения, описывающие поведение основных параметров плазмы  $N_e$ ,  $T_e$ ,  $T$  запишем в виде

$$\frac{dN_e}{dt} = v_{\text{ион}} N - N_e / \tau_{N_e}, \quad \frac{dT}{dt} = \frac{T_e - T}{\tau_{T_e}} - Q_{\text{охл}},$$

$$\frac{3}{2} N_e \frac{dT_e}{dt} = (E_{\text{пар}} - E_{\text{рек}}) v_{\text{ион}} N + E_{\text{рек}} N_e / \tau_{N_e} - N_e \frac{T_e - T}{\tau_{T_e}}. \quad (30)$$

Здесь  $E_{\text{пар}} - E_{\text{рек}} \approx J$  — средняя энергия, образованного в результате ионизации электрона;  $Q_{\text{охл}}$  — величина эффективно описывающая охлаждение газа (для прокачки  $Q_{\text{охл}} = T / \tau_{\text{охл}}$ ,  $\tau_{\text{охл}} \approx a/u$ , см. выше п. 1.3).

При постоянной ионизации  $v_{\text{ион}}(t) = \text{const}$  параметры плазмы принимают через некоторое время стационарные значения, которые можно найти из (30), положив производные равными нулю:

$$v_{\text{ион}} N = \bar{N}_e / \tau_{N_e}, \quad \dot{W} = \bar{N}_e \frac{T_e - \bar{T}}{\tau_{T_e}} = \bar{N}_e Q_{\text{охл}}. \quad (31)$$

Если возникает отклонение какого либо параметра  $X = N_e, T_e, T$  от стационарного значения  $\bar{X}$ , так что  $(X - \bar{X}) / \bar{X} \ll 1$ , то за некоторое характерное время  $\tau_X$  он релаксирует к стационарному значению. Соответствующие времена релаксации можно оценить исходя из (30), (31):

$$\tau_{N_e} = \alpha / v_{\text{ион}}, \quad \tau_{T_e} = \tau_{N_e} \bar{T}_e / J, \quad \tau_T \approx \tau_{N_e} \bar{T} / \alpha J. \quad (32)$$

При выполнении условий  $\alpha \ll T_e / J$ ,  $\bar{T}_e \ll J$  (когда только и мож-

но рассчитывать на эффективное охлаждение о тяжелые частицы, приводящее в конечном счете к инверсной заселенности) справедлива следующая иерархия характерных времен

$$\tau T_e \ll \tau_{N_e} \ll \tau_T. \quad (33)$$

Таким образом, сначала устанавливается квазистационарная температура электронов, затем их концентрация, и лишь затем нагревается газ. Это и позволяет обеспечить эффективное охлаждение электронов за счет упругих столкновений, а температуру газа поддерживать сравнительно невысокой ( $T \approx \approx 0,03—0,1$  эВ) за счет существенно менее эффективного механизма, например, — прокачки. Соотношения (32), (33) между характерными временами весьма важны также в связи с возможностью накачки лазеров модулированным электронным пучком (см. ниже).

Оценим теперь ограничения на энергонапряженность среды  $\dot{W}$ , вытекающие из (31). Если температура электронов становится близкой к температуре  $T_{\text{равн}}$ , соответствующей данной степени ионизации (см. выше п. 1.2), то инверсная заселенность уже не возникает. Кроме того, становится несправедливым рассмотрение режима сильной рекомбинационной неравновесности, т. е. надо учитывать ионизацию газа плазменными электронами. Выражение для критической энергонапряженности  $\dot{W}_{\text{кр}}$  оценим, положив в (31)  $T_e = T_{\text{равн}}$  и считая, что охлаждение происходит за счет упругих ударов об атомы гелия:

$$\dot{W}_{\text{кр}} = T_{\text{равн}} \frac{2me}{\mu} \langle \sigma_{\text{упр}} v_e \rangle N N_e \approx 2 \cdot 10^8 \alpha N^2 T_{\text{равн}}^{3/2}. \quad (34)$$

Полагая  $\alpha \approx 10^{-3}$ ,  $N \approx 3$  Амага,  $T_{\text{равн}} \approx 1$  эВ имеем  $\dot{W}_{\text{кр}} \approx \approx 2$  МВт/см<sup>3</sup>. Таким образом перегрев электронов в плотной среде наступает лишь при очень больших энергонапряженностях. Отметим, что для других атомов величина  $\dot{W}_{\text{кр}}$  может быть несколько меньше. Тем не менее уже при  $N \sim 1$  Амага критическая энергонапряженность  $\dot{W}_{\text{кр}}$  определяемая (34) в случае любого инертного газа оказывается намного выше пороговой энергонапряженности  $\dot{W}_{\text{пор}}$  (14) для генерации как на атомных, так и фотодиссоциативных переходах.

При  $\dot{W} \gg \dot{W}_{\text{кр}}$  генерация в квазистационарном режиме невозможна, однако она возможна в послесвечении, если ионизирующий импульс был достаточно коротким, чтобы не нарушались условия (23), (26).

#### 2.2.4. Накачка электронным пучком

Основные преимущества электронного пучка как средства накачки лазера определяются тем, что он несет энергию существенно более высокого качества по сравнению с энергией тока электрического разряда. Это проявляется прежде всего в

том, что энергией даже мощного пучка значительно проще управлять.

Во-первых, при пучковой накачке отсутствует обратная связь с параметрами плазмы.\* Следовательно, нет ограничений, связанных со шнурованием плазмы. В результате энергию пучка можно концентрированно вводить в плотный газ, получая в то же время сильно неравновесную плазму; иначе говоря — можно обеспечить большую энергонапряженность активной среды. Поэтому именно при пучковой накачке сейчас запущены самые мощные лазеры на электронных переходах.

Во-вторых, пучок можно сгруппировать в последовательность электронных сгустков, согласованную с характерными временами релаксации плазмы. Это позволяет увеличить к. п. д. активной среды и получить еще более ценный вид энергии: СВЧ-модулированное лазерное излучение [23, 24]. Такое излучение является особо ценным видом энергии; оно может быть использовано, например, для локации и передачи большого потока информации.

К недостаткам электронных пучков следует отнести технические трудности работы с высоковольтной вакуумной техникой и необходимость отделять плотный газ от электронной пушки.

Остановимся немного подробнее на высказанных утверждениях.

1. Оценим предельные энергонапряженности, которые можно достичь с помощью современных электронных пучков. Рассматривая в качестве основного компонента гелий, для частоты ионизации и энергонапряженности среды можно написать

$$\nu_{\text{ион}} \approx 2,5j, \quad \dot{W} \approx 500Nj \quad (35)$$

(в «практических» формулах плотность тока измеряется в А/см<sup>2</sup>). Здесь положено  $E_{\text{пар}} = 46$  эВ,  $\sigma_{\text{ион}} = 2 \cdot 10^{-19}$  см<sup>2</sup> — удвоенное (для учета электронов каскада) сечение ионизации гелия электронами с энергией  $E_e \geq 300$  кэВ. Сравнивая (35) с (34) получаем ограничение на плотность тока, при которой перегревается газ

$$j_e < j_{\text{кр}} \approx 4 \cdot 10^5 \alpha N T_{\text{равн}}^{3/2} \quad (36)$$

При  $\alpha = 10^{-3}$ ,  $T_{\text{равн}} \approx 1$  эВ,  $N = 10$  Амага имеем  $j_{\text{кр}} = 400$  А/см<sup>2</sup>.

В связи с вышеизложенным отметим, что сейчас уже в промышленности имеются пучки огромной мощности [25, 26]. В стационарном режиме мощность достигает  $P \sim 1$  МВт (катод выдерживает тысячи часов работы), нет ограничений на получение  $\bar{P} = 20$  МВт (такие мощности просто не были нужны). В импульсном режиме достигнуто  $P = 90$  МВт за 12 мкс. Плотности тока электронов пучка достигают  $\bar{j}_e = 300$  А/см<sup>2</sup> в стационарном режиме и  $j_e = 3$  кА/см<sup>2</sup> в импульсном. Следовательно

\* При взаимодействии пучка с плотным газом ( $\rho \geq 1$  атм) коллективные процессы можно обычно не принимать во внимание.



современные пучки позволяют реализовать накачку вплоть до критических значений (36) энергонапряженности среды. При пучковой накачке можно пропускать через плотный газ (при давлении в десятки атмосфер) ток огромной плотности (до сотен ампер через квадратный сантиметр) и при этом иметь сильно неравновесную плазму, в принципе пригодную в качестве активной среды. Напомним, что неравновесная плазма тлеющего разряда может быть получена лишь при плотностях тока до десятков  $\text{мА/см}^2$  при давлениях до сотен Тор.

Наиболее существенной трудностью в использовании электронных пучков для накачки активной среды является необходимость отделять область высокого вакуума (где формируется электронный пучок) от области высокого давления (где происходит накачка активной среды). По-видимому, эта трудность будет основной при создании стационарных энергетических лазерных установок на электронных пучках. Использование фольги несильно ограничивает энергетические возможности снятия энергии в импульсном режиме: заряд, пропускаемый единицей сечения фольги, при большой энергии электронов ( $E_e > 300 \text{ кэВ}$ ) ограничен критическим значением  $q = j_e \Delta t < q_{\text{кр}}$ . Например, для титановой фольги, толщиной в 25 мкм  $q_{\text{кр}} = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ К/см}^2$ , что соответствует (при  $E_e \sim 1 \text{ МэВ}$ ) критической плотности энергии  $250 \text{ Дж/см}^2$  [27]. Однако в стационарном режиме фольга выдерживает плотность тока до  $j = j_{\text{кр}} \leq 10 \text{ мА/см}^2$ , что существенно ниже пороговых характеристик наиболее интересных лазеров. В этом случае можно рассчитывать на дифференциальную откачку с использованием газодинамических окон или диафрагмированной линии задержки [28, 29]. В настоящее время задача стационарного вывода пучка в область давлений  $p \sim 1-50 \text{ атм}$  сквозь малое отверстие  $s \leq 10 \text{ мм}^2$  технически решена. Для накачки же активных сред (как вдоль, так и поперек направления усиления) можно использовать многолучевую электронную оптику, вводя отдельные потоки через малые отверстия и «распушая» их в активной среде. Такая техника управления электронным пучком с помощью магнитных полей уже освоена [25].

2. Остановимся теперь кратко на возможностях накачки активной среды модулированным пучком электронов. Для того, чтобы модуляция плотности тока пучка  $j(t)$  существенно влияла на оптические свойства среды, необходимо согласовать характерные времена изменения  $j(t)$  с временами релаксации наиболее важных характеристик плазмы. Заселенности уровней определяются в первую очередь концентрацией и температурой электронов плазмы, при этом желательно иметь низкую  $T_e$  при сравнительно высокой  $N_e$ . Следовательно, уже из общих соображений наиболее близка к оптимальной накачка короткими импульсами (см. рис. 4) с характерным временем  $\tau_{\text{имп}}$  и частотой  $f$  такими, что  $\tau_{\text{имп}} f \ll 1$ . Наилучшие условия для генерации

ожидаются между импульсами. Импульс генерации должен иметь место после охлаждения электронов (т. е. через время  $\Delta t \geq \tau_{Te}$  после импульса ионизации) и длиться до следующего импульса ионизации, или до того времени  $\Delta t \sim \tau_{рек}$ , когда про-рекомбинируют рабочие атомы. Иначе говоря, для временных характеристик модуляции пучка желательны следующие соотношения

$$\tau_{имп} \leq \tau_{Te}, \quad \tau_{Te} \ll \frac{1}{f} \leq \tau_{рек}, \quad (\tau_{имп} f \ll 1). \quad (37)$$

Высказанные соображения подтверждаются подробными численными расчетами для конкретных активных сред (см., например, п. 3.2).

Если ориентироваться на охлаждение электронов об атомы

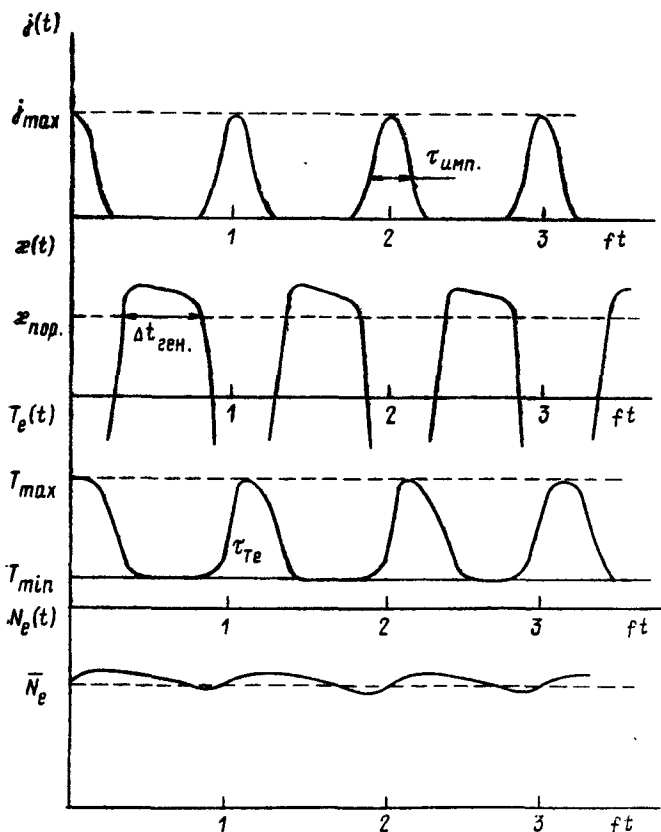


Рис. 4. Качественный характер зависимости параметров плазмы ( $N_e$ ,  $T_e$ ) и коэффициента усиления ( $x$ ) от времени при накачке сгруппированным пучком электронов:  
 $j(t)$  — плотность тока пучка;  $f$  — частота следования импульсов;  $x_{пор}$  — пороговый коэффициент усиления

гелия при  $N \sim 1 \div 30$  Амага ( $\tau_{т.о} \sim 0,1-3$  нс), то частоты следования импульсов при скважности  $s = 1/(\tau_{имп}f) \approx 10$  должны лежать в диапазоне  $f \sim 10^3 - 30$  МГц. Этот СВЧ диапазон уже освоен радиоэлектронной промышленностью.

Возможность СВЧ модуляции электронного пучка является следствием высокого качества его энергии. Действительно, включать и выключать мощный ток разряда (как говорят специалисты — коммутировать мощность) удастся лишь со сравнительно небольшой частотой ( $f \leq 1-10$  кГц) из-за большой «инертности» электрических схем, характеризующей произведением емкости на индуктивность. В то же время моноскоростным потоком легких частиц управлять значительно легче. Поток электронов заставляют «саморегулироваться» электродинамическими методами. От внешнего устройства на спираль или первый резонатор, внутри которых проходит пучок, подается СВЧ сигнал малой мощности, приводящий к небольшой модуляции скорости электронов. Модуляция скорости переходит в продольную модуляцию плотности пространственного заряда пучка. Модулированный поток электронов в свою очередь порождает в спирали или в следующем резонаторе СВЧ-волну, которая приводит к улучшению группировки сгустков. В результате группировки формируется поток сгустков электронов. При этом плотность тока в пике сгустка вырастает на величину примерно равную скважности  $s = (\tau_{имп}f)^{-1}$ .

Современные группирователи на спирали (т. н. лампы бегущей волны, ЛБВ), и в виде системы резонаторов (клизтроны) могут обеспечить группировку пучков с указанными выше мощностями и даже более мощных. При этом сейчас достигнуты следующие временные характеристики: частота следования импульсов  $f = 10 \div 10^4$  МГц (ЛБВ или клизтрон); скважность  $s = 10 \div 20$  — для клизтронов,  $s = 8 \div 12$  для ЛБВ. Результаты расчетов параметров некоторых перспективных группирователей представлены в табл. 1 [24].

Таблица 1

**Параметры группирователей в СВЧ диапазоне [24]**

Тип группирователя	$f$ , МГц	Относит. ширина полосы перестройки $\Delta f/f$	Пиковый ток $J_{пик}$ , А	Пиковая плотность тока $J_{пик}'$ , А/см <sup>2</sup>	Длина $l$ , м
1. Группирователи типа ЛБВ на спирали	30	0,3	100	100	1,3
	300	0,3	300	100	0,6
2. Клизтрон	500	0,03	500	100	0,7

Низкочастотную группировку с  $f < 100$  кГц можно обеспечить подачей модулированного запирающего сигнала на сетку электронной пушки.

Таким образом, временные характеристики СВЧ модулированных электронных пучков ( $f$ ,  $\tau_{\text{имп}}$ ) лежат как раз в нужном диапазоне, где их можно согласовать с характерными временами релаксации плазмы  $\tau_{Te}$ ,  $\tau_{Ne}$ . При этом техника позволяет обеспечить предельные энергонапряженности.

Отметим также, что современные группирователи обеспечивают большие возможности управления частотой следования импульсов. Например при относительной ширине полосы перестройки  $\Delta f/f = 0,03$  и  $f = 500$  МГц (см. табл. 1) имеем  $\Delta f = 15$  МГц, что соответствует ширине полосы около 3-х телевизионных программ.

### 3. ЛАЗЕРЫ НА АТОМАХ И АТОМАРНЫХ ИОНАХ

Потенциальные возможности того или иного типа лазера заложены в первую очередь в схеме формирования инверсии заселенностей его рабочих уровней. Кинетика различных схем инверсии и отдельные экспериментальные факты излагаются ниже в той мере, в которой это нужно для оценки перспективности данной активной среды.

#### 3.1. Инверсия в режиме ионизации

Газоразрядные лазеры экспериментально исследуются более 20-ти лет [8—10, 30]. Ввиду сложности процессов в газовом разряде развитие физики газоразрядных лазеров шло от эксперимента к теории: сначала получали генерацию, а затем объясняли, как возникает инверсная заселенность. Ориентируясь на плазму с перегретыми электронами (см. п. 2.1) обычно рассматривали схемы возбуждения верхнего рабочего уровня из основного состояния, пренебрегая рекомбинационными процессами.

Если в плазме идет эффективное возбуждение верхнего рабочего уровня, то, как правило, не менее эффективно должен возбуждаться и нижний рабочий уровень. Эта трудность является основой для схем инверсии, рассчитанных на плазму с перегретыми электронами. Все предлагавшиеся и реализованные схемы инверсии газовых лазеров направлены в первую очередь на ее преодоление.

##### 3.1.1. Лазеры на самоограниченных переходах

Самоограниченными называют переходы на метастабильный уровень  $a$ , который служит нижним рабочим состоянием лазера. В качестве верхнего рабочего состояния  $b$  обычно выбирают резонансное состояние. В этом случае нижний уровень не только заселяется электронными ударами медленнее, чем верхний, но и медленнее распадается радиационно. При этом гене-

рация возможна лишь сравнительно короткое время  $\tau_{\text{ген}} \ll A_{ab}^{-1}$ , пока метастабиль не заселится за счет радиационного распада  $b \rightarrow a$ .

Пороговая энергонапряженность для лазеров на самоограниченных переходах в оптическом диапазоне сравнительно невелика ( $W_{\text{пор}} \sim 0.1$  Вт/см<sup>2</sup>). Оптимальное время нарастания импульса возбуждения ( $\tau_{\text{возб}} \approx \tau_{\text{ген}} \sim A_{ab}^{-1} \sim 10^{-6} \div 10^{-8}$  с) тоже не слишком мало. Сравнительная легкость запуска таких лазеров на фронте обычного газового разряда обусловила их широкое распространение\* и применение [10, 30, с. 11, 183]. Наиболее известен лазер на парах меди ( $\lambda = 510$  и  $578$  нм).

Принципиальные недостатки самоограниченных лазеров вытекают из того, что нижний уровень является метастабильным. Это не позволяет как радикально увеличить мощность и энергию снимаемого излучения, так и существенно продвинуться в коротковолновый диапазон. Причины ограничений лежат в малом времени генерации.

Для повышения средней мощности лазера необходимо повысить частоту следования импульсов ионизации  $f$ , обеспечив время импульса накачки  $\tau_{\text{имп}}$  примерно равное времени генерации. При этом

$$f = (s\tau_{\text{ген}})^{-1} \sim A_{ab}/s, \quad \tau_{\text{имп}} \approx \tau_{\text{ген}} \sim A_{ab}^{-1}, \quad (38)$$

где  $s = (\tau_{\text{имп}}f)^{-1}$  — скважность накачки, характеризующая в частности отношение пиковой мощности лазера к средней. Частоту  $f$  не удается сделать достаточно большой, а скважность достаточно малой по следующим причинам. Во-первых, непросто обеспечить достаточно быструю очистку метастабиль в промежутках между импульсами накачки. Во-вторых, сложно

Таблица 2

**Максимальная средняя мощность лазеров  
на самоограниченных переходах  
в парах металлов**

Элемент	Длина волны $\lambda$ , нм	Мощность Вт	Ссылка
Cu	510,5	75	[32]*
Ba	1500	12	[33]
Au	627,8	6	[34]
	312,3	1,2	
b	722,9	4,3	[35]
Mg	534,6	5,6	[36]

\*Энергия была получена при частоте повторения импульсов  $f = 3 \text{ кГц}$ .

\* Первый самоограниченный лазер, по-видимому, был запущен на парах свинца Фулсом и Силфастом [31]. Существенный вклад в развитие лазеров на самоограниченных переходах внес Г. Г. Петраш с сотр. [10].

коммутировать большие мощности с большой частотой. Положив для примера  $f \sim 1$  кГц получаем  $s \sim f/A_{ab} \sim 10^3 \div 10^5$ . В результате средние мощности снимаемые сейчас с одной трубки длиной  $L \sim 1$  м не превышают 75 Вт (см. Табл. 2). В то же время использование в этих схемах СВЧ-модулированных пучков (для увеличения частоты следования импульсов) вряд ли перспективно ввиду рекомбинационного характера неравновесности плазмы, создаваемой жестким ионизатором.

Отметим, что лазеры на самоограниченных переходах характеризуются высоким квантовым к. п. д. ( $\sim 50\%$ ), экспериментально достигнуты также сравнительно высокие значения к. п. д. среды  $\eta_{\text{ср}} = 1 \div 3\%$ . Впрочем, при малых мощностях в свете величина к. п. д. не является главной характеристикой.

Переход в коротковолновый диапазон на основе самоограниченных переходов сильно затруднен в связи с резким ( $\propto \lambda^{-2}$ ) увеличением скорости радиационного распада (обычно  $A_{ab}^{-1} \ll \ll 10$  пс при  $\lambda \ll 100$  нм). По-видимому, генерация на самоограниченных переходах между электронными термами молекулы водорода ( $\lambda = 156,7 \div 161,3$  нм) [30] получена почти на пределе возможностей таких схем.

### 3.1.2. Схема «столкновительного» лазера

Беннетом [8] и Гулдом [9] была предложена схема так называемого «столкновительного» лазера, в котором нижний рабочий уровень девозбуждается ударами тяжелых частиц. Эта схема основана на разнице электронной и газовой температур. Действительно, в идеальной ситуации заселенность верхнего уровня  $N_b = (g_b/g_1) N_1 e^{-E_b/T_e}$  будет выше заселенности нижнего рабочего уровня  $N_a = (g_a/g_1) N_1 e^{-E_a/T_e}$ , если  $T < T_e E_a/E_b$ , где  $E_a, E_b$  — энергии возбуждения уровней. Эффективность очистки нижнего уровня определяется условием

$$\delta_{ab} = \frac{g_b}{g_a} \cdot \frac{A_{ab}}{C_a} < 1, \quad (39)$$

где  $C_a = \langle \sigma_a v \rangle N$  — скорость столкновительной очистки нижнего уровня ударами тяжелых частиц. Полагая  $A_{ab} \sim 10^{-7}$  с<sup>-1</sup>,  $\langle \sigma_a v \rangle \sim 10^{-11}$  см<sup>3</sup>/с (что справедливо лишь для весьма эффективных столкновительных переходов) имеем требование  $N > > 10^{18}$  см<sup>-3</sup> на плотность частиц, осуществляющих очистку. При этом, разумеется, необходимо, чтобы верхний уровень почти не очищался столкновениями с атомами. Трудности, связанные с отсутствием «удобных» пар атомов и с необходимостью поддерживать перегретыми электроны в плотном газе, по-видимому, и обусловили отсутствие прогресса «столкновительных» лазеров.

### 3.1.3. Накачка долгоживущими частицами

Для того, чтобы понизить роль возбуждения нижнего рабочего уровня  $a$  в газоразрядных схемах прибегают к накачке верхнего состояния  $b$  рабочего атома  $A$  за счет столкновений с атомными частицами\* буферного газа  $B$  в долгоживущих состояниях. При этом плотность буферного газа  $N_B$  должна быть больше плотности рабочего газа  $N_A$ , чтобы энергия электронов тратилась в значительной степени на образование «нужных» частиц. Используется например, передача возбуждения из метастабильных состояний



и перезарядка



Например, в He—Ne-лазере осуществляется накачка высоковозбужденных уровней неона с метастабилей гелия; перезарядка и передача возбуждения с метастабилей используются для накачки некоторых переходов ионов кадмия и цинка в смесях с гелием [30]. Эти лазеры сравнительно просты в изготовлении и надежны в работе, но маломощны (о причинах см. конец этого пункта).

### 3.1.4. Радиационная очистка

Как уже отмечалось, в квазистационарном режиме заселения уровней (см. п. 1.2) необходимо обеспечить эффективную очистку нижнего рабочего состояния. В газовых лазерах на атомах и атомарных ионах эта очистка обычно осуществляется за счет радиационных переходов.\*\* Если нижний рабочий уровень  $a$  радиационно распадается намного быстрее, чем верхний  $b$ , то в принципе возможна инверсия в квазистационарном режиме даже при накачке обоих уровней возбуждением атома (иона) из основного состояния электронными ударами. Условие инверсии можно записать в виде:

$$\delta_{ab} = \frac{A_b g_a}{A_a g_b} \cdot \frac{S_a}{S_b}, \quad (41)$$

где  $S_a$ ,  $S_b$  — так называемые функции возбуждения состояний  $a$  и  $b$ , учитывающие каскадные радиационные переходы. Часто можно их приравнять к скоростям непосредственного возбуждения электронным ударом:  $S_a \approx V_{a1} = \langle \sigma_{a1} v_e \rangle$ ,  $S_b \approx V_{b1} = \langle \sigma_{b1} v_e \rangle$ , ср. (4).

\* Атомной частицей обычно называют тяжелую частицу: атом, молекулу, ион.

\*\* Отметим, что в He—Cd в He—Zn-лазерах на некоторых переходах очистка нижних уровней происходит за счет девозбуждения электронными ударами [37], но это имеет место лишь в рекомбинационном режиме (ср. ниже, п. 3.2).

Обычно условие инверсии (41) не выполняется, поскольку те нижние состояния, которые хорошо распадаются, достаточно хорошо и возбуждаются. Тем не менее, для атомов со сложной конфигурацией «игра параметров» носит довольно тонкий характер и выполнение (41) в принципе возможно. По-видимому, такой механизм инверсии реализуется в некоторых ионных лазерах на благородных газах, работающих в дуговом разряде; из них наиболее известен лазер на ионе аргона.

Тот факт, что очистка уровней в квазистационарном режиме осуществляется радиационными переходами, является одним из самых слабых мест ионизационных схем накачки. Во-первых, радиационный механизм очистки перестает работать при заметной концентрации электронов, когда частота столкновительных переходов между рабочими уровнями сравнивается с частотой радиационного перехода, а это сильно ограничивает возможную энергонапряженность среды. Во-вторых, для тех лазеров, у которых очистка ведется радиационными переходами в основное состояние (например, в ионном лазере на аргоне) существенное ограничение накладывает эффект перепоглощения (реабсорбции) резонансных квантов. Это приводит к уменьшению скорости очистки нижнего уровня и, соответственно, — к срыву инверсии. Чтобы избежать этого, надо сильно уменьшать поперечные размеры активной среды (или заселенность основного состояния), поэтому такие лазеры обычно работают в капиллярах.

Подытоживая, отметим, что газовые лазеры на атомах и атомарных ионах давно и активно исследуются большим числом экспериментальных групп. Сейчас они, по-видимому, уже достигли своих предельных характеристик. Это видно хотя бы потому, что за последние годы не появилось сообщений о запуске новых перспективных переходов или радикальном улучшении характеристик существующих лазеров. Газовые лазеры видимого диапазона удобны в качестве низкоэнергетических установок. Однако среди обсуждавшихся и реализованных схем инверсии на электронных переходах атомов и атомарных ионов в плазме с перегретыми электронами пока не видно таких, которые могли бы послужить основой для мощных, энергетических лазеров.

### 3.2. Инверсия в режиме рекомбинации

В отличие от газовых лазеров теория плазменных лазеров опережала и, по-видимому, до сих пор опережает эксперимент. Идея рекомбинационной накачки была высказана Л. И. Гудзенко и Л. А. Шелепиным в 1963 году [38]. В начале 70-х годов теория плазменных лазеров оформилась как самостоятельное направление в лазерной физике [1, 7]; в то же время были проведены первые надежные эксперименты по запуску и исследованию



дованию кинетики плазменных лазеров. Основная заслуга в их экспериментальной реализации принадлежит В. С. Алейникову, Е. Л. Латушу, В. С. Михалевскому, М. Ф. Сэму. Изложение теоретических и экспериментальных результатов можно найти в книге [7] и обзорах [1, 39, 40].

### 3.2.1. Открытая двухуровневая модель

Как уже отмечалось в п. 1.2, процесс рекомбинации носит характер протекания потока электронов сверху вниз по возбужденным состояниям. При этом (ввиду ступенчатого характера переходов по близлежащим уровням) для скоростей накачки можно принять выражения (5), откуда для заселенностей рабочих уровней имеем

$$K_b N_b = N_+ / \tau_{\text{рек}}, \quad K_{ab} N_b = K_a N_a. \quad (42)$$

Предположение о том, что накачка нижнего уровня «в обход» уровня  $b$  несущественна, как правило справедливо для свободно распадающейся (не находящейся под воздействием внешнего источника) плазмы. На том, что  $D_a \ll D_b = N_+ / \tau_{\text{рек}}$  основано одно из главных преимуществ схем инверсии плазменных лазеров.

Пусть переходы между уровнями осуществляются в основном за счет радиационных переходов и столкновений с электронами, характеризующихся, соответственно скоростями  $A_{mm}, V_{mm}, \langle \sigma_{mm}, v_e \rangle$ . Тогда условие инверсии принимает вид

$$\delta_{ab} = \frac{A_{ab} + V_{ab} N_e}{A_a + V_a N_e} \cdot \frac{g_b}{g_a} < 1. \quad (43)$$

При рекомбинационном режиме накачки оказывается удобным тот факт, что скорости столкновительных и радиационных переходов по разному зависят от энергии перехода: с ростом  $E_{ab} = E_a - E_b$  величины  $A_{ab}, A_a$  растут, а  $V_a$  и  $V_{ab}$  — падают. Поэтому как правило выполняются неравенства

$$A_{ab} < \frac{g_a}{g_b} A_a, \quad V_{ab} > \frac{g_a}{g_b} V_a, \quad (44a)$$

или же обратные им

$$A_{ab} > \frac{g_a}{g_b} A_a, \quad V_{ab} < \frac{g_a}{g_b} V_a. \quad (44b)$$

В первом случае можно рассчитывать на радиационную очистку нижнего рабочего уровня, во-втором — на девозбуждение электронными ударами.

### 3.2.2. Радиационная очистка

В случае (44a) инверсная заселенность достигается при  $N_e < \tilde{N}_e$ , где

$$\tilde{N}_e = \frac{g_a A_a / g_b - A_{ab}}{V_{ab} - g_a V_a / g_b}. \quad (45)$$

Если неравенства (44a) выполняются с хорошим запасом, то  $N_e = A_a g_a / V_{ab} g_b$ . Для обычных переходов видимого диапазона

$A_a \sim 10^6 \div 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $V_{ab} \sim 10^{-6} \div 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  (при  $T_e \sim 0,1 \div 1 \text{ эВ}$ ), так что  $\bar{N}_e \sim 10^{12} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

Радиационная очистка имеет место в лазере на переходе  $n=4 \rightarrow n'=3$  атомарного водорода [41, 19], во многих плазменных лазерах на парах металлов [40] и на инертных газах [42, 20]. Однако недостатки радиационного механизма, обсуждавшиеся выше в связи с ионизационными схемами накачки, приводят к пессимистическим выводам относительно возможности создания на его основе энергетических лазеров. Впрочем, для создания инверсии в коротковолновом диапазоне на переходах многократных ионов радиационный механизм очистки нижнего уровня наиболее перспективен (см. обзор [21]).

### 3.2.3. Девозбуждение электронами

Если выполняются условия (446), то при достаточно больших концентрациях электронов  $N_e > \bar{N}_e$ , где  $\bar{N}_e$  определяется формулой (45) возникает инверсия. При сильных неравенствах (446) имеем  $\bar{N}_e \approx A_{ab}g_b/V_a g_a$ , причем, как уже оценивалось,  $\bar{N}_e \sim 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

Возможность очистки девозбуждающими электронными ударами характерна именно для рекомбинационно-неравновес-

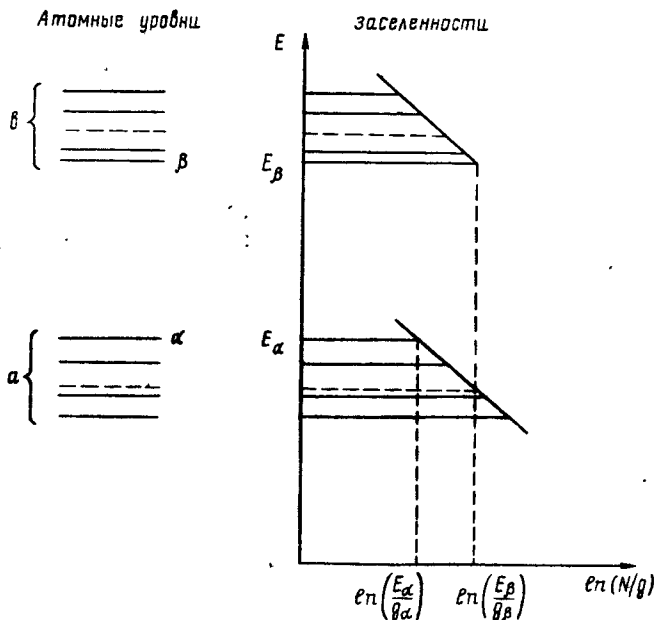


Рис. 5. Заселенности энергетически близких уровней при сравнительно большой плотности электронов. Инверсная заселенность «внутренних» уровней  $\alpha$ ,  $\beta$  явно выражена, в то же время заселенности «центров тяжести», обозначенных пунктиром, равны

ной плазмы (в режиме ионизационной неравновесности преобладают возбуждающие удары). Напомним, что в гипотетических схемах «столкновительных» газовых лазеров рассчитывают на деэзбуждение тяжелыми частицами. Очистка деэзбуждающими электронными ударами наиболее эффективна для уровней, лежащих близко к основному состоянию. Такие уровни имеются у щелочных металлов и щелочноподобных ионов. Столкновительная очистка реализована в лазерах на переходах ионов стронция ( $\lambda=430,5; 416,2$  нм) и кальция ( $\lambda=373,7; 370,6$  нм).

Требование (44б) к отношению скоростей столкновительных переходов сильно смягчается, если уровни  $a$  и  $b$  расщеплены на подуровни  $\{a\} \in a$  и  $\{b\} \in b$  с энергетическими интервалами порядка температуры электронов  $E_a - E_{a'} \ll T_e$ ,  $E_b - E_{b'} \ll T_e$ . Между такими подуровнями при достаточно большой концентрации электронов устанавливается бoльцмановское распределение с эффективной температурой примерно равной  $T_e$ . При этом условия инверсии между «внутренними» подуровнями (см. рис. 5) существенно мягче, чем для средних значений заселенностей.

### 3.2.4. Очистка ионизирующей примесью

Для очистки уровней  $m$  рабочего атома А в рекомбинационном режиме можно использовать соударения с тяжелыми частицами, в частности реакции Пеннинга



где энергия ионизации  $J_B$  атома В меньше энергии возбуждения уровня  $m$  ( $J_B < E_m$ ).

Если электроны «изымаются» из рекомбинационного потока с достаточной скоростью, то инверсная заселенность возникает даже в том случае, когда верхние уровни очищаются реакцией (46) быстрее нижних. Это является следствием ступенчатого характера рекомбинации (подробнее см. [7, с. 145]). Пусть  $q_a = \langle \sigma_a v \rangle$  — скорость реакции Пеннинга для нижнего рабочего уровня. Из условия инверсии следует ограничение снизу на плотность примеси:

$$N_B > (A_{ab} + V_{ab} N_e) g_b / q_a g_a. \quad (47)$$

Положив для примера  $A_{ab} + V_{ab} N_e \sim 10^7 + 10^8 \text{ с}^{-1}$ ,  $q_a \sim 10^{-10} + 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$ , имеем  $N_B \geq 10^{17} + 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (ср. оценки для «столкновительных» лазеров).

Пеннинговскую очистку трудно реализовать в разряде, поскольку примесный атом В легче ионизируется, чем рабочий атом А. Электроны плазмы в разряде, набирающие энергию малыми порциями, могут так и «не добраться» до ионизации атома А. Поэтому плазма при пеннинговской очистке должна создаваться или пучком или при достаточно высоковольтном пробое в не слишком плотном газе. Генерация [43] на переходе гелия ( $\lambda=706,5$ ) в смеси с водородом ( $N_{\text{He}}=5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_{\text{H}_2} =$

$= 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ), наблюдавшаяся Пикстоном и Фоулсом в послесвечении короткого ( $\sim 10 \text{ нс}$ ) высоковольтного ( $\sim 100 \text{ кэВ}$ ) разряда была получена, по-видимому, за счет пеннинговской очистки (см. [7, с. 184] и [44]). Целенаправленных экспериментов по осуществлению пеннинговской очистки в послесвечении плазмы, созданной электронным пучком не проводилось, но есть основания считать, что с этой точки зрения представляют интерес переходы между возбужденными состояниями ионов инертных газов [45].

### 3.2.5. Инверсия при накачке жестким источником

В плазме стационарно создаваемой жестким источником надо учитывать возбуждение атомов из основного состояния быстрыми частицами и электронами ионизационного каскада (см. п. 2.2). Учет возбуждения делает условие инверсии существенно более жестким, если рабочий газ является основным компонентом смеси, а в качестве нижнего лазерного уровня выбран резонансный (или близкий к нему) уровень атома, который обычно возбуждается с такой же эффективностью, с какой происходит ионизация. Этот факт резко ухудшает условия для схем с пеннинговской очисткой нижнего рабочего уровня. В условии инверсии становится существенным, во-первых, разрушение верхнего рабочего уровня; во-вторых, то, что примесь (если это молекулярный газ) может вступать в ионно-молекулярные реакции, в результате которых часть рекомбинационного потока проходит не через рабочие уровни. Ситуация существенно смягчается при рассмотрении «внутренних» подуровней, однако и с учетом этого пока не удалось найти смесь для которой можно было бы уверенно предсказать наличие инверсии при стационарной ионизации. Дело в том, что принципиальная возможность или невозможность инверсии в этом случае (в отличие от послесвечения) жестко зависит от набора кинетических коэффициентов [ср. (47)], известных с плохой точностью. В такой ситуации не стоит делать уверенные однозначные выводы в ту или иную сторону. Отметим, что запустить лазер на переходе гелия ( $\lambda = 706.5$ ) при квазистационарном возбуждении смеси  $\text{He}/\text{H}_2$  электронным пучком не удалось [46, 47], хотя в эксперименте [43] в послесвечении генерация имела место. Это объясняется [48], по-видимому, обсуждавшимися выше трудностями квазистационарной накачки.

Для лазеров с пеннинговской очисткой целесообразно использовать не стационарную, а импульсно-периодическую накачку модулированным электронным пучком [44, 23, 24]. Поскольку в промежутках между импульсами возбуждение отсутствует, то становятся справедливыми результаты, полученные для послесвечения. Пока такого рода эксперименты не проводились.

### 3.2.6 He—Sr-лазер

Среди лазеров на парах металлов сейчас, по-видимому, наиболее перспективны для получения высоких энергетических характеристик лазеры на ионах стронция и кальция в смесях с инертными газами He, Ne. Они запущены в начале 70-х годов Е. Л. Латушем и М. Ф. Сэмом [49] (см. также [7, § 21] и [40]). Мы остановимся на He—Sr-лазере (см. рис. 6).

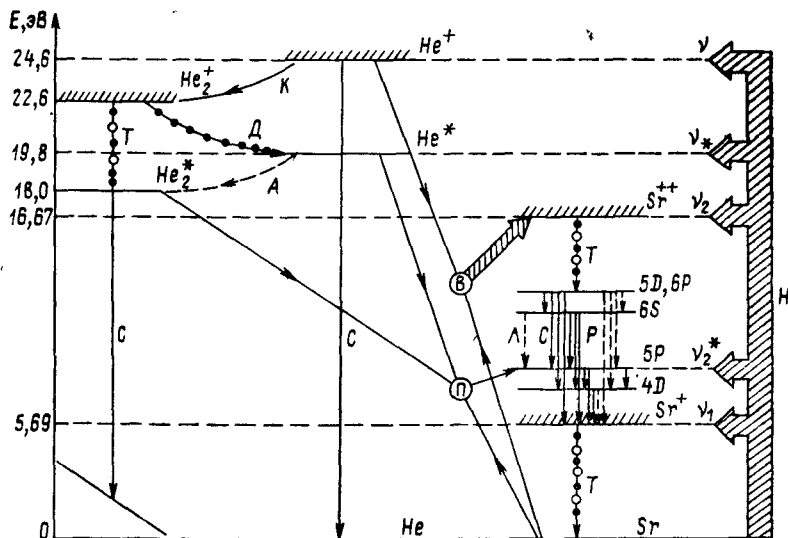


Рис. 6. Схема процессов в He—Sr-лазере, накачиваемом электронным пучком: Н — накачка, Т — трёхчастичная рекомбинация, Д — лазерный переход, С — столкновительные переходы, Р — радиационные переходы, В — перезарядка с ионизацией (48), П — процессы Пеннинга, А — ассоциация, К — конверсия

Накачка верхних рабочих уровней происходит за счет порождаемого тройной рекомбинацией потока по возбужденным состояниям  $Sr^+$ , а очистка нижнего уровня — за счет девозбуждающих ударов электронов. Гелий служит для охлаждения электронов, а также вносит вклад в образование двухкратных ионов стронция за счет реакции



Эта реакция имеет сравнительно большое сечение ( $\sigma \approx 10^{-15} \text{ см}^2$ ) и в экспериментах [49] вносила вклад до 30% в накачку лазерных переходов.

До настоящего времени эксперименты проводились с плазмой положительного столба. Генерация наблюдалась в послесвечении прямоугольного импульса ( $\tau_{\text{имп}} \leq 1 \text{ мкс}$ ). Давление гелия доходило до  $p_{\text{He}} = 550 \text{ Тор}$ , а паров стронция до  $p_{\text{Sr}} = 10 \text{ Тор}$  (при

разогреве твердого стронция плазмой разряда). Пик генерации примерно соответствовал времени охлаждения электронов  $\tau_T$ . Разработаны удобные в обращении приборы, один из них экспонировался на ВДНХ СССР в 1977 году [50] и удостоен серебряной медали (см. Табл. 3).

Таблица 3

Параметры He—Sr-лазера, экспонировавшегося на ВДНХ СССР [50]

Длина волны генерации $\lambda$ , нм	Средняя мощность, Вт	Частота следования импульсов $f$ , кГц	Длительность импульса генерации $\tau_{имп}$ , мкс	Потребляемая мощность «от розетки», Вт	Габариты	
					Лазерный блок	Блок питания
430 416	0,3÷0,7	5	0,2	800	8×22× ×20 см <sup>3</sup>	60×44× ×40 см <sup>3</sup>

Тем не менее в реализованных сейчас He—Sr лазерах фактически не используются преимущества рекомбинационного режима. Во-первых, обычный тлеющий разряд ограничен сравнительно низкими давлениями, что не дает возможности повысить энергонапряженность среды. Во-вторых, как и в обычных газовых лазерах частота следования ионизирующих импульсов электроразрядных установок не удается сделать достаточно большой. Это не только сильно ограничивает среднюю мощность, но и приводит к низкому КПД, поскольку между импульсами плазма успевает прорекомбинировать как бы «впустую» уже после окончания генерации.

Возможности He-Sr смеси при накачке жестким ионизатором были рассмотрены на основе численного анализа подробной кинетической модели [51, 52]. Показано, что генерация возможна в стационарном (по  $N_e$  и  $T_e$ ) режиме при ионизации плотного газа пучком электронов или ядерными осколками. При  $N=0,3-3$  Амага пороговая плотность тока накачки составляла  $J_{пор} \approx 25 \div 120$  мА/см<sup>2</sup>, а критическая (приводящая к срыву генерации) —  $J_{кр} = 40 \div 200$  А/см<sup>2</sup>, что соответствует  $\dot{W}_{пор} = 10 \div 100$  Вт/см<sup>3</sup>,  $\dot{W}_{кр} = 10^4 \div 10^5$  Вт/см<sup>3</sup>. При этом к. п. д. среды достигал  $\eta_{ср} = 2\%$ , хотя концентрация стронция была взята не оптимальной ( $p_{Sr} = 2$  Тора). Таким образом в He—Sr-лазере можно снимать довольно большую энергию с единицы объема ( $\dot{W}_{паз} \sim 1$  кВт/см<sup>3</sup>) в стационарном режиме.

Коэффициент усиления и  $\eta_{ср}$  чувствительны к модуляции накачки (см. рис. 7), что представляет интерес для создания лазерных передатчиков и для других применений.

Низкий порог накачки позволяет рассчитывать на накачку ядерными реакциями нейтронов с изотопом <sup>3</sup>He. Расчеты показывают, что генерация должна достигаться при плотностях по-

тока нейтронов  $J_n \approx (0,6 \div 3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Такие потоки уже использовались в современных экспериментах с ядерной накачкой лазеров.

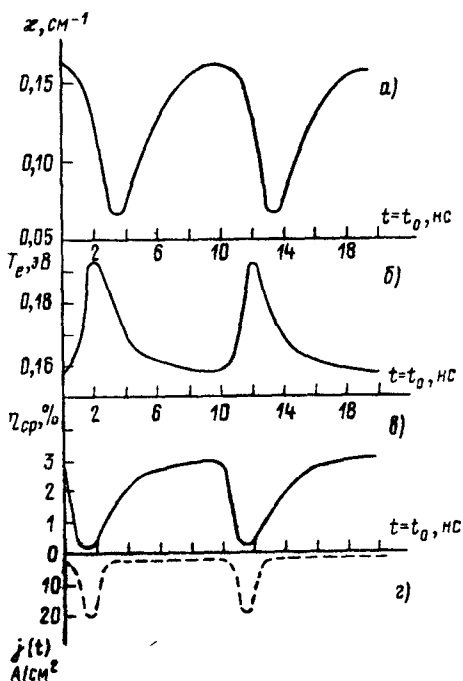


Рис. 7. Параметры He—Sr-плазмы при накачке модулированным пучком электронов: а — коэффициент усиления  $x$ ; б — температура электронов  $T_e$ ; в — к. п. д. среды  $\eta_{sp}$ ; г — плотность тока  $j(t)$  — Частота следования импульсов  $f = 100 \text{ МГц}$ , средняя частота ионизации  $\nu = 5 \text{ с}^{-1}$  ( $j = 2 \text{ А/см}^2$ ). Плотности электронов и ионов практически «не чувствуют» модуляцию

Подытоживая материал этого пункта можно сказать, что уже на основе реализованных плазменных лазеров возможно создание энергетических установок. Кроме того, систематического изучения генерации на атомных переходах в пучковой плазме не проводилось, возможно выявление новых интересных сред.

#### 4. ЭКСИПЛЕКСНЫЕ ЛАЗЕРЫ

Как известно, благородные газы в основном состоянии обычно не образуют химических соединений так как имеют заполненную электронную оболочку. Однако возбужденный атом инертного газа  $R^*$  по своим химическим свойствам близок к щелоч-

ному металлу: он имеет один слабо связанный электрон, на поведении которого слабо сказывается взаимодействие с «внутренними» электронами. Таким образом благородные газы могут образовывать химические соединения прочные в электронно-возбужденном состоянии и легко распадающиеся (диссоциирующие) в основном состоянии. Такого рода соединения в фотохимии принято называть эксиплексами [53] (от англ. excited complex). Эксимер — это эксиплекс, состоящий из идентичных атомов (димер, тример и т. п.). Лазеры на фотодиссоциативных переходах из возбужденного связанного состояния в основное разлетное естественно называть эксиплексными [54, 55].

Особый интерес к эксиплексным лазерам обусловлен в первую очередь высокой удельной энергией снимаемого излучения (до 40 Дж/л) при значительном к. п. д. (9÷12%) их активных сред. Нет принципиальных ограничений на возможность мобилизации довольно больших объемов. Есть основания считать, что по энергетическим характеристикам эксиплексные лазеры смогут превосходить СО<sub>2</sub>-лазеры, обладая при этом решающими преимуществами видимого диапазона (см. п. 1.1.3). Кроме того, весьма интересна возможность получения на основе эксиплексных лазеров СВЧ-модулированного излучения.

Ниже мы рассмотрим некоторые особенности релаксации эксиплексных молекул в рекомбинационно-неравновесной плазме и на основе анализа этих особенностей, а также имеющихся экспериментальных данных обсудим перспективы дальнейшего развития эксиплексных лазеров.

#### 4.1. Плазма, содержащая димеры инертных газов

Основные особенности активных сред эксиплексных лазеров обусловлены следующими двумя обстоятельствами. Во-первых, большая ширина полосы фотодиссоциативного перехода приводит к необходимости высокой энергонапряженности накачки (см. п. 1.3). Во-вторых, в процесс образования молекул в верхнем рабочем состоянии обязательно входят плазмохимические реакции, скорости которых обычно известны плохо. В связи с этим целесообразно сначала рассмотреть основные свойства активных сред на самом простом примере — плазме инертных газов, а уже потом обсудить многокомпонентные среды.

##### 4.1.1. Историческая справка

Идея использования фотодиссоциативных переходов для получения индуцированного излучения еще в 30-х годах обсуждалась Ф. Хоутермансом и была опубликована им в 1960 г. [57]. Первые экспериментальные попытки получения усиления в



пульсирующем дуговом разряде на молекулах ртути [58] и водорода [59] были безрезультатными. Путь к успеху наметился после того, как появились сообщения Н. Г. Басова с сотр. [60, 61] о возникновении направленности и сужении спектральной линии люминесценции жидкого ксенона при его облучении пучком электронов. Эти сообщения в дальнейшем не подтвердились [62] и результаты экспериментов [60, 61] с жидким ксенонном не были воспроизведены. Попытка [63] возбуждения лазерного перехода в твердом ксеноне также успеха не имела. Тем не менее, работы [60, 61] стимулировали эксперименты с введением электронного пучка в плотные инертные газы, и была получена генерация на переходах димеров  $\text{Xe}_2^*$  ( $\lambda \approx 172$  нм),  $\text{Kr}_2^*$  (146 нм),  $\text{Ar}_2^*$  (126 нм) [64—68]. Затем был предпринят активный поиск сред, усиливающих не в ВУФ, а в видимом и ближнем УФ диапазонах. В результате была получена генерация на целом ряде эксиплексных молекул (литература см. в обзоре [55] и книге [56]), из которых сейчас наиболее перспективными считаются галогениды инертных газов  $\text{KrF}^*$  ( $\lambda \approx 250$  нм),  $\text{XeF}^*$  (350 нм),  $\text{XeCl}^*$  (307 нм),  $\text{ArF}^*$  (193 нм).

Теоретическое обсуждение возможности генерации на димерах инертных газов долгое время посвящалось вопросам накачки верхнего рабочего состояния в режиме ионизации газа (литературу см. в [1, 71]). При этом фотодиссоциативный переход считался инвертированным «автоматически» ввиду малости времени разлета основного состояния. В работах [69, 70] еще до запуска первых эксиплексных лазеров было предложено использовать рекомбинационный механизм накачки, а также указано, что условие инверсии состоит в преобладании фотодиссоциативных переходов над фотоассоциативными. Имеющаяся в настоящее время теория [1, 7, 71, 72] формирования активной среды на эксимерах инертных газов позволяет объяснить основные экспериментальные факты, исходя из того, что накачка осуществляется в рекомбинационном режиме. Поэтому есть основания считать, что эксимерные и подавляющее число эксиплексных лазеров являются плазменными лазерами [55].

#### 4.1.2. Условия усиления

Молекула  $R_2$ , образовавшаяся на основном терме в результате радиационного перехода из электронно-возбужденного состояния  $R_2^*$  (см. рис. 8), разлетается на атомы  $R+R$  за время  $\tau_{\text{разл}} \ll 1 \div 10$  пс. Иначе говоря, за это время атомы, имеющие энергию  $E_{\text{разл}} \sim 1$  эВ, как бы «скатываются» с потенциальной горки. Время жизни  $\tau^*$  возбужденной молекулы  $R_2^*$  обычно не короче 1 нс. Так что очистка нижнего рабочего состояния за счет разлета атомов весьма эффективна. Из этого, однако, не следует, что условие инверсии выполняется «автоматически»:

например, в термодинамически равновесной среде свет не усиливается, а поглощается. Для усиления необходимо, чтобы фотодиссоциативные переходы преобладали над обратными им фотоассоциативными переходами. Грубо говоря, нужно, чтобы «на горке», образуемой основным электронным термом, было меньше молекул, чем в «яме» электронно-возбужденного состояния. При максвелловском распределении тяжелых частиц заселенность горки пропорциональна  $\exp(-\epsilon_{\text{разл}}/T)$ , следовательно, условие инверсий сводится к требованию малой газовой температуры  $T < T_{\text{кр}}$ . Аккуратное рассмотрение [69] приводит

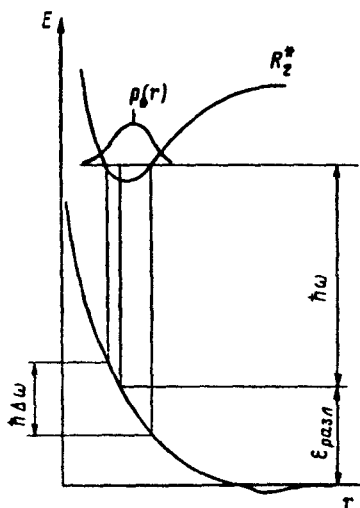


Рис. 8. Принципиальная схема термов димера  $R_2$  и характеристики фотодиссоциативного перехода:

$h\omega$ —энергия кванта усиливаемого излучения;  $\Delta\omega$ —эффективная ширина линии;  $\epsilon_{\text{разл}}$ —кинетическая энергия разлета;  $p(r)$ —вероятность нахождения ядер на расстоянии  $r$  в связанном состоянии

чаем ширину энергетической области  $h\Delta\omega$ , в которой возможен фотодиссоциативный переход. Конечно, на самом деле распределение вероятности  $p(r)$  нахождения атомов на том или ином расстоянии  $r$  дается квантовомеханическими законами, однако для нулевого колебательного уровня, который наиболее заселен, ширина распределения  $p(r)$  примерно равна расстоянию между «точками поворота» ядер, что делает такую оценку сравнительно надежной. Получаемая при этом величина  $\Delta\omega$  составляет  $\sim 1 \text{ эВ} \sim 10^{15} \text{ с}^{-1}$ , что на 4-5 порядков превосходит доплеровскую ширину атомных линий.

к сравнительно громоздкой формуле, откуда можно получить грубую оценку  $T_{\text{кр}} \approx \epsilon_{\text{разл}}/10 \sim 0,1 \text{ эВ}$  [1, 7]. Эта оценка, впрочем, довольно близка к точному результату ввиду логарифмического характера зависимости  $T_{\text{кр}}$  от параметров плазмы. Отметим, что ввиду низкой величины  $T_{\text{кр}}$  плазма дуги, где газовая температура высока ( $T \sim 1 \text{ эВ}$ ), заведомо непригодна для усиления на фотодиссоциативных переходах. Этим объясняется неудача экспериментов [58, 59].

Для того, чтобы найти коэффициент усиления по формуле (6), надо знать эффективную ширину  $\Delta\omega$  полосы фотодиссоциативного перехода. Ее можно оценить из следующих простых соображений. Пусть колебательное движение ядер в возбужденном терме ограничено стенками ямы. Тогда, проектируя точки поворота на разлетный терм, а затем на энергетическую ось (см. рис. 8), полу-

Малость сечения фотоперехода приводит к целому ряду важных последствий, в частности, — к требованию высокой энергонапряженности среды (ср. п. 1.3). Так, например, для димера ксенона имеем:  $A \approx 2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ ,  $\hbar \Delta \omega \approx 0,7 \text{ эВ}$ ,  $\sigma_{\text{фд}} \approx 2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$  (сечение фотодиссоциации). Если принять пороговым значение коэффициента усиления  $\kappa_{\text{пор}} \approx 0,01 \text{ см}^{-1}$ , то пороговая заселенность димера  $M^*_{\text{пор}} = \kappa_{\text{пор}} / \sigma_{\text{фд}} = 0,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , удельный пороговый энерговклад  $W_{\text{пор}} = JM^* = 10^{-2} \text{ Дж/см}^3$  ( $J \approx 12 \text{ эВ}$ ), пороговая энергонапряженность  $\dot{W}_{\text{пор}} = 500 \text{ кВт/см}^3$ .

Другим следствием малости величины  $\sigma_{\text{фд}}$  являются высокие требования к чистоте газа, особенно по отношению к тем примесям, которые хорошо поглощают в ВУФ диапазоне. Обычно должно быть  $N_{\text{прим}}/N \leq 10^{-4} \div 10^{-5}$ . Некоторую опасность представляет также поглощение света за счет фотоионизации верхнего рабочего состояния  $R_2^*$ . Если сечение такой фотоионизации  $\sigma_{\text{фи}}$  больше  $\sigma_{\text{фд}}$ , то усиление вообще невозможно. Впрочем, обычно  $\sigma_{\text{фд}} > \sigma_{\text{фи}}$ .

### 4.1.3. Заселенность верхнего рабочего состояния

Релаксация электрона по возбужденным атомным и молекулярным состояниям в плотном газе ( $N \geq 3 \div 10 \text{ Амага}$ ) носит весьма сложный характер. В формировании заселенностей главную роль играют не только столкновения с электронами, но и различные плазмохимические реакции, которые определяют, вообще говоря, разные каналы релаксации для разных смесей газов. Каждая смесь имеет как бы свое лицо. Однако плазма чистых инертных газов является существенно более простым объектом не только ввиду однокомпонентности, но и в связи с общей особенностью строения термов атомов и молекул. Дело в том, что группа первых возбужденных термов значительно дальше отстоит от основного состояния, чем от континуума. Поэтому все релаксационные каналы «ведут» в верхнее рабочее состояние (подробнее см. [1, 7]), которое оказывается узким местом, где скапливаются электроны. Разрушение же верхнего рабочего состояния  $R^*$  происходит обычно за счет спонтанного фотодиссоциативного перехода (желательно, чтобы он преобладал) и в результате столкновений возбужденных молекул, приводящих к пеннинговской ионизации (ср. (46)).

Согласно изложенному выше поведение концентрации электронов  $N_e$  и заселенности верхнего рабочего состояния  $M^*$  можно описывать следующими простыми уравнениями

$$\begin{aligned} dN_e/dt &= -N_e/\tau_{\text{рек}} + q(M^*)^2 + v_{\text{ион}}N, \\ dM^*/dt &= N_e/\tau_{\text{рек}} - 2q(M^*)^2 - AM^* + v_{\text{возб}}N. \end{aligned} \quad (49)$$

Здесь  $q = \langle \sigma v \rangle$  — скорость пеннинговской ионизации при столкновении двух возбужденных молекул;  $A$  — скорость спонтанной

фотодиссоциации;  $\nu_{\text{ион}}$ ,  $\nu_{\text{возб}}$  — частоты соответственно, ионизации и возбуждения быстрыми электронами и электронами ионизационного каскада (см. п. 2.2.).

Уравнения (49) допускают простое решение в двух предельных случаях: в стационарном режиме ( $\nu_{\text{ион}} = \text{const}$ ,  $\nu_{\text{возб}} = \text{const}$ ) и в послесвечении ( $\nu_{\text{ион}} = \nu_{\text{возб}} = 0$ ). В стационарном режиме, полагая  $dN_e/dt = dM^*/dt = 0$ , для заселенности верхнего рабочего уровня имеем

$$M^* = \frac{A}{2q} \left( \sqrt{1 + 4\nu N / A^2} - 1 \right) = \begin{cases} \frac{\nu N}{A}, & \text{при } 2\nu N \ll \frac{A^2}{q}, \\ \sqrt{\frac{\nu N}{q}}, & \text{при } 2\nu N \gg A^2 q, \end{cases} \quad (50)$$

где  $\nu = \nu_{\text{возб}} + \nu_{\text{ион}}$ . Удобно ввести некоторые граничные параметры, при которых скорость спонтанных переходов сравнивается со скоростью столкновительных переходов:  $M_{\text{гр}}^* = A/2q$ ,  $\dot{W}_{\text{гр}} = E_{\text{пар}} \cdot \nu_{\text{гр}} \dot{N} = E_{\text{пар}} A M_{\text{гр}}^*$  ( $E_{\text{пар}} \approx 2 \text{ J}$ ),  $\kappa_{\text{гр}} = \sigma_{\text{фд}} M_{\text{гр}}^*$ . Для молекул ксенона  $M_{\text{гр}}^* \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $\dot{W}_{\text{гр}} \approx 7 \text{ МВт/см}^3$  (при  $E_{\text{пар}} \approx 22 \text{ эВ}$ ),  $\kappa_{\text{гр}} = 0,1 \text{ см}^{-1}$ . Поскольку  $\dot{W}_{\text{пор}} \ll \dot{W}_{\text{гр}}$ , то на димерах  $\text{Xe}_2^*$  возможна генерация в режиме, близком к идеальному, когда каждый акт ионизации и возбуждения порождает фотон на рабочем переходе.

В послесвечении, после того как большинство электронов скопилось в рабочем состоянии, полагая  $dN_e/dt = 0$ , имеем уравнения

$$dM^*/dt = -AM^* - q(M^*)^2, \quad q \cdot (M^*)^2 = N_e / \tau_{\text{рек}},$$

из решения которых следует

$$M^*(t)/M^*(0) = \frac{(1/2) \eta_0 e^{-At}}{1 + \eta_0 (1 - e^{-At})/2}, \quad \eta_0 = \frac{M^*(0)}{M_{\text{гр}}^*} = \frac{2M^*(0)q}{A}. \quad (51)$$

Здесь  $M^*(0)$  — заселенность в некоторый начальный момент времени;  $\eta_0$  — отношение начальной заселенности к граничной, эту величину при сравнении с экспериментальными результатами можно рассматривать как подгоночный параметр.

#### 4.1.4. Эксперименты

Ввиду большой пороговой энергонапряженности ( $> 500 \text{ кВт/см}^3$ ) накачка лазеров на димерах инертных газов в лабораторных условиях реализована лишь с помощью сильноточных пучков электронов.\* Установки, используемые для получения генерации, в основном однотипны. Они состоят из электронной пушки, камеры высокого давления и измерительной аппаратуры. Пучок обычно вводится в камеру высокого давления ( $p \sim 1 \div 30 \text{ атм}$ ) через титановую фольгу с протектором; усиле-

\* Имеется сообщение [73] о накачке  $\text{Xe}_2^*$  излучением ядерного взрыва.

ние производится перпендикулярно направлению ввода пучка. Используются газы высокой чистоты.

Отметим некоторые экспериментальные факты по  $\text{Xe}_2^*$ . Генерация наблюдается как в послесвечении, так и в течение воздействия пучка на газ. К. п. д. среды в послесвечении (до  $\eta_{\text{ср}} \approx 25\%$ ) заметно выше, чем в квазистационаре. Добавление гелия обычно приводит к повышению  $\eta_{\text{ср}}$ . При больших плотностях тока ( $j \geq 1 \text{ кА/см}^2$ ) через некоторое время ( $\geq 10 \text{ нс}$ ) происходит срыв генерации, а иногда — и люминисценции  $\text{Xe}_2^*$  [67]. Срыв генерации объясняется [1, 7] перегревом газа до температур  $T > T_{\text{кр}} \approx 0,1 \text{ эВ}$ , при которых становятся существенными фотоассоциативные переходы, а срыв люминисценции обусловлен перегревом электронов, при котором степень ионизации приближается к равновесной (см. п. 2.2, условия (24), (26)). Эта интерпретация была проверена прямыми численными расчетами для сравнительно подробных моделей плазмы гелия [71] и ксенона [72].

В послесвечении короткого ( $\tau_{\text{имп}} \approx 2 \text{ н}$ ) импульса [64, 65] наблюдается пик интенсивности, сужающийся с ростом давления. Время задержки пика импульса примерно соответствует времени охлаждения электронов  $\tau_{\text{те}}$  (см. рис. 9а). Сопоставле-

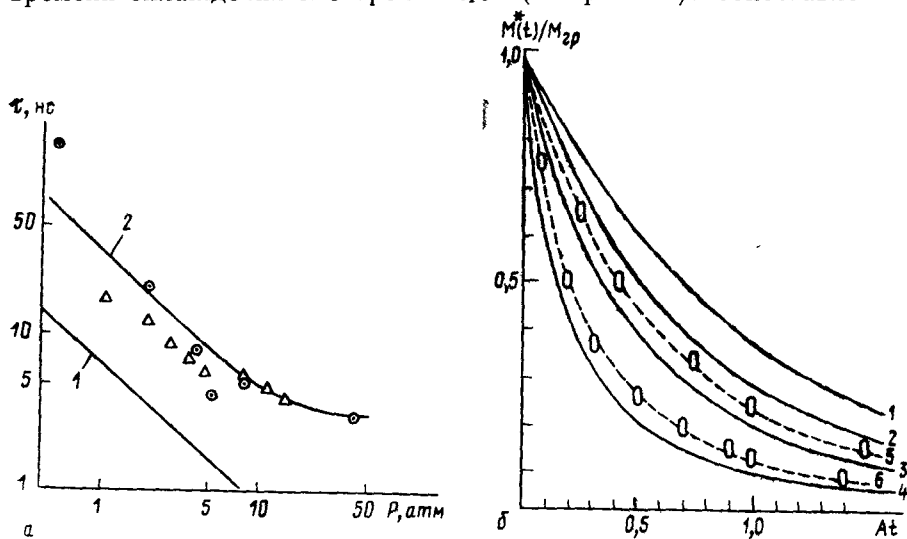


Рис. 9. Сравнение экспериментальных данных и расчетов релаксации димера  $\text{Xe}_2$ :

а — время задержки пика генерации:  $\Delta$  — эксперимент [54],  $\odot$  — эксперимент [55]; прямая 1 — характерное время охлаждения электронов (при  $T_e(0) = 3 \text{ эВ}$ ); кривая 2 — данные численного расчета, б — временная зависимость спада интенсивности спонтанного излучения димеров: 0 — эксперимент [55], кривые — расчет по формуле (51): 1 —  $\eta_0 = 0$ ; 2 —  $\eta_0 = 0,65$ ; 3 —  $\eta_0 = 1,7$ ; 4 —  $\eta_0 = 5$ ; 5 —  $\eta_0 = 0,9$ ; 6 —  $\eta_0 = 3,5$

ние численных расчетов формы импульса послесвечения [70] с экспериментами [54, 55] дает хорошие результаты. Временная

зависимость спада интенсивности хорошо описывается формулой (51) (см. рис. 96).

В целом основные факты достаточно хорошо объясняются имеющейся теорией и кинетические процессы в лазерах на димерах инертных газов сейчас изучены, наверное, не хуже, чем, например, в  $\text{CO}_2$ -лазерах. Несмотря на высокие удельные энергетические характеристики и к. п. д., эти лазеры пока не нашли широкого применения из-за неудобства использования ВУФ-излучения. Интерес исследователей сейчас сместился в сторону изучения эксиплексных молекул излучающих в видимом и ближнем УФ-диапазонах.

## 4.2. Лазеры на моногалогенидах инертных газов

Сейчас запущено много эксиплексных лазеров (см. обзор [55] и книгу [56]). Мы остановимся на обсуждении лишь моногалогенидов  $\text{RX}$  ( $\text{X}=\text{F}, \text{Cl}$ ) поскольку на них получены пока рекордные характеристики.

### 4.2.1. Сечение фотоперехода

Связь возбужденного атома инертного газа  $\text{R}^*$  с галогеном  $\text{X}$  очень прочна. Возбужденный электрон локализуется на атоме галогена, заполняя его оболочку, и образуется ионный комплекс  $\text{R}^+\text{X}^-$ . Его связывает кулоновская сила, которая весьма велика уже на расстоянии порядка нескольких атомных единиц. Ввиду большой энергии диссоциации возбужденного ионного терма, на фотон «остается» мало энергии (см. рис. 8) и длина волны фотодиссоциативного перехода здесь сравнительно велика. Кроме того, ввиду дальнедействующего характера кулоновских сил, яма ионного терма «висит» над пологим участком расталкивательного ковалентного терма, обусловленного короткодействующими обменными силами.\* В результате сечение фотодиссоциации ( $\sigma_{\text{фд}} \propto \lambda^2/\Delta\omega$ ) у  $\text{RX}^*$  почти на два порядка выше, чем у  $\text{R}_2^*$ . Соответственно меньше и пороговые характеристики накачки. У эксиплекса  $\text{KrF}^*$ , например,  $\lambda=250$  нм,  $A \approx 10^8$  с<sup>-1</sup>,  $\sigma_{\text{фд}} \approx 2,5 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup> откуда для пороговых величин (при  $\kappa_{\text{пор}} \approx 0,01$  см) имеем:  $M_{\text{пор}}^* = \kappa_{\text{пор}}/\sigma_{\text{фд}} \approx 4 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>;  $W_{\text{пор}} = JM^* = 10^{-4}$  Дж/см<sup>3</sup> ( $J \approx 14$  эВ);  $W_{\text{пор}} \approx 10$  кВт/см<sup>3</sup> (ср. с приведенными выше характеристиками для  $\text{Xe}_2^*$ ).

\* Отметим, что один из термов пары  $\text{Xe}-\text{F}$  коррелирующий с основным состоянием, по-видимому, имеет неглубокую яму с энергией диссоциации  $e_0 \leq 0,3$  эВ. Остальные пары атомов  $\text{R}-\text{X}$  в основном состоянии связи не образуют.

#### 4.2.2. Состав активной среды

В отличие от димеров инертных газов для галогенидов оказываются весьма существенными реакции тушения рабочего состояния компонентами рабочей смеси. Например, скорости тушения  $KrF^*$  галогенами и атомами криптона (в тройных столкновениях) соответственно равны:  $k^{F_2} \approx 5 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ ,  $k_{2Kr} \approx 5 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6/\text{с}$ . Таким образом скорости столкновительного тушения эксиплекса сравниваются со скоростью радиационного распада уже при  $N_{F_2} \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_{Kr} \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . В то же время, для получения больших удельных энергетических характеристик и для того, чтобы пробег электронного пучка в среде был не слишком велик надо иметь достаточно плотный газ. Поэтому как правило смесь составляют из трех компонентов  $R'/R/X$ , где  $R'$  — буферный инертный газ, который не слишком эффективно тушит рабочее состояние (как правило это He, Ne, Ar);  $R$  и  $X_2$  — компоненты рабочих газов (часто вместо галогенов используют соединения  $XeF_2$ ,  $SF_6$ ,  $BCl_3$ ,  $NF_3$ ,  $HCl$  и др.). При этом типичные отношения концентраций составляют  $R'/R/X_2$  ( $10^3 \div 10^2$ )/( $10^2 \div 10$ )/1.

Релаксация электронов по возбужденным атомным и молекулярным уровням в многокомпонентной среде носит весьма сложный характер [55, 56]. Плазмохимические реакции здесь более разнообразны, существенна роль отрицательных ионов  $X^-$ . Главным отличием от релаксации в чистых инертных газах является то, что далеко не каждый акт ионизации атомов и молекул газа приводит к заселению рабочего состояния  $RX^*$  — основная часть рекомбинационного потока идет «в обход». Повидимому, при оптимальном составе смеси можно «пропустить» через рабочее состояние эксиплекса до нескольких десятков процентов рекомбинационного потока. Отметим также, что с усложнением химического состава среды обычно возрастает и роль поглощения света промежуточными продуктами реакций.

#### 4.2.3. Эксперименты

Ввиду не очень высокой пороговой энергонапряженности ( $W_{KrF} \sim 10 \text{ кВт}/\text{см}^3$ ) накачка галогенидов инертных газов осуществляется не только пучком электронов (как в поперечном, так и в продольном направлении), но и в электрическом разряде. В последнем случае часто используются почти те же типы установок, что и для  $CO_2$ -лазеров: самостоятельный ТЕА-разряд (от англ. transversely excited atmospheric) и его модификации, использующие предьонизацию (электрическую, световую, слаботочным электронным пучком, рентгеновским излучением). Созданы серийные электроразрядные лазеры, работающие на  $XeF^*$ ,  $KrF^*$ ,  $ArF^*$ . Впрочем, как и следовало ожидать, воз-

возможности электроразрядной накачки ограничивает развитие неустойчивостей при пробое плотных газов (см. п. 2.1.4).

Генерация для различных эксиплексов реализована при следующих параметрах пучков:  $E_e \sim 0,1 \div 2$  МэВ;  $j \sim 6 \div 10^3$  А/см<sup>2</sup> (полный ток до 150 кА),  $\tau_{\text{имп}}$  до 1,4 мкс. Давление газа лежит в пределах  $0,15 \leq p \leq 70$  атм. Наилучшие к. п. д. преобразования в среде ( $\eta_{\text{ср}}$  до 12%) достигнуты при накачке плотной среды  $p \sim 3$  атм мощными пучками. При этом энергонапряженность среды составляла  $2 \div 7$  МВт/см<sup>3</sup>; снято до  $40 \div 50$  Дж лазерного излучения с литра активной среды. Достигнутая рекордная мощность излучения составляет 2 ГВт, имеется сообщение о получении в излучении 350 Дж. Некоторые характеристики эксиплексных лазеров приведены в Табл. 4.

Таблица 4

Некоторые рекордные характеристики эксиплексных лазеров на электронных пучках (по данным обзора [55])

Эксиплекс	KrF	XeCl	Ar
Длина волны перехода $\lambda$ , нм	249	308	193
Оптимальное давление $p$ , атм	3	3	3
Максимальная энергия в свете, Дж	100—300	1	90
Максимальная пиковая мощность, МВт	$2 \cdot 10^3$	5	$1,5 \cdot 10^3$
Максимальная эффективность преобразования энергии $\eta_{\text{ср}}$ , %	$11 \div 12$	5	1,6
Максимальный коэффициент усиления $\kappa$ , см <sup>-1</sup>	0,4	2,5	$1,7 \cdot 10^{-2}$

Примечания: 1) максимальная мощность в случае KrF получена при энергонапряженности 1 ГВт/см<sup>3</sup>, 2) в случае XeCl смесь, обладающая максимальным ресурсом работы — HCl/Xe/Ne

### 4.3. Энергетические возможности эксиплексных лазеров

Особенности эксиплексных лазеров, связанные с малым сечением фотоперехода не позволяют создавать установки большой мощности и энергии, автоматически перенося весь опыт накопленный при развитии CO<sub>2</sub>-лазеров. Некоторые трудности и перспективы их преодоления обсуждаются ниже.

#### 4.3.1. Импульсная накачка

Возможности съема энергии с единицы объема ограничены эффектами перегрева среды. Предельный лазерный энергосъем можно найти по формуле (см. п. 1.3)

$$W_{\text{пред}}^{\text{лаз}} = \eta_{\text{ср}} W_{\text{кр}} = \eta_{\text{ср}} c_p N \Delta T_{\text{кр}}, \quad (52)$$



где  $\eta_{\text{ср}}$  — к. п. д. среды;  $W_{\text{кр}}$  — критическая удельная энергия;  $\Delta T_{\text{кр}} = T_{\text{кр}} - T_0$  — критическое увеличение температуры газа,  $c_p \approx 5/2$  — теплоемкость инертного газа при постоянном давлении на одну частицу.

Для  $\text{CO}_2$ -лазеров к. п. д. среды достигает  $\eta_{\text{ср}} = 20\text{—}30\%$  при плотностях газа до  $N = 1 \div 2$  Амага; критическая температура, при которой начинает существенно заселяться нижнее рабочее состояние составляет  $T_{\text{кр}} \approx 0,045$  эВ. Для эксиплексных лазеров  $T_{\text{кр}} \approx 0,05 \div 0,1$  эВ, достигнутый к. п. д. среды  $\eta_{\text{ср}} = 9 \div 12\%$ , при плотностях газа  $N = 2 \div 7$  Амага. Сравнивая эти параметры, видим, что энергосъем у  $\text{CO}_2$ - и эксиплексных лазеров должен быть примерно одинаков. Это согласуется и с экспериментальными фактами. Для эксиплекса  $\text{KtF}$  получено 40 Дж/л [74], для  $\text{CO}_2$ -лазеров достигнуты примерно такие же величины [2, 4, 5]. Подставляя для примера в (52)  $N = 3$  Амага,  $\Delta T_{\text{кр}} \approx 150^\circ \text{K}$ ,  $\eta_{\text{ср}} = 10\%$  получаем  $W_{\text{кр}} = 480$  Дж/л,  $W_{\text{пред}}^{\text{лаз}} \approx 48$  Дж/л, что также согласуется с экспериментальными данными.

Рассмотрим теперь характеристики мощности накачки, ориентируясь на один большой импульс света. Такого рода импульсные системы многоканального усиления на неодимовых стеклах и углекислом газе создают для термоядерных исследований [2, 75]. Пусть различные релаксационные процессы в плотном газе происходят быстрее, чем распадается верхнее рабочее состояние. Тогда энергия в рабочем состоянии запасается за время его жизни  $\tau^*$ . Примерно за это время и нужно вводить энергию в среду, если рассчитывать на импульсную генерацию. Для введения критической энергии  $W_{\text{кр}} \approx 0,5$  Дж/см<sup>3</sup> за время  $\tau^* < A^{-1} \approx 10$  нс нужно обеспечить энергонапряженность  $\dot{W} \approx 50$  МВт/см<sup>3</sup>. Отметим, что в экспериментах уже обеспечивались еще большие энергонапряженности (до  $\dot{W} \sim 1$  ГВт/см<sup>3</sup>), впрочем в целях снижения  $\dot{W}$  вполне можно пойти по пути увеличения объема среды.

Основная трудность связана с необходимой большой мощностью накачки из-за малого времени  $\tau^* < 10$  нс. (Например в плотных средах  $\text{CO}_2$ -лазеров время релаксации колебательно-вращательных состояний составляет  $\sim 10$  мкс, поэтому при той же запасаемой энергии можно вести накачку с мощностью в тысячу раз меньшей, чем в случае эксиплексов.) Эту трудность можно преодолеть, накачивая среду пучками, модулированными в СВЧ-диапазоне (см. п. 2.2.4). При этом сравнительно несложно обеспечить малое время отдельного импульса накачки  $\tau_{\text{имп}} \ll \tau^* < 10$  нс. Для того, чтобы использовать энергию всей серии импульсов накачки надо пропускать световой импульс через данный участок среды много раз с временным интервалом  $1/f$ . Это соответствует длине пути света вне данного участка активной среды  $l_{\text{св}} \approx c/f$ ; при  $f \approx 100$  МГц,  $l_{\text{св}} \approx 3$  м.

### 4.3.2. Трудности осуществления стационарной генерации

Имеются два основных ограничения, непосредственно связанных с малой величиной сечения фотодиссоциации.

Первое ограничение связано с требованием к охлаждению газа. Поскольку пороговая энергонапряженность велика  $\dot{W}_{\text{пор}} = 10 \div 20$  кВт/см<sup>2</sup>, то среда перегревается за время  $\tau_{\text{пред}} = W_{\text{кр}}/W_{\text{пор}} \approx 50 \div 25$  мкс. Тогда через линейный размер  $a \approx 2$  см надо прокачивать газ со сверхзвуковой скоростью  $u = a/\tau_{\text{пред}} = 0.4 \div 0.8$  км/с. Требования к прокачке становятся еще жестче, если учесть, что для достижения хорошего к. п. д. и коэффициента усиления надо брать  $\dot{W} \gg \dot{W}_{\text{пор}}$ . Однако трудности, связанные с прокачкой в принципе еще не «закрывают» возможности создания стационарного эксиплексного лазера. В частности, можно надеяться на режим самопрокачки, когда выделяющееся в среде тепло частично преобразуется в поступательное движение газа [76, 77].

Принципиальное ограничение связано с лучевой стойкостью зеркал и других оптических элементов. Ввиду малого сечения фотодиссоциации  $\sigma_{\text{фд}}$  интенсивность света, при которой насыщается фотодиссоциативный переход оказывается очень большой. Из (8) при  $\hbar\omega \approx 5$  эВ,  $\tau^* \approx 5$  нс,  $\sigma_{\text{фд}} \approx 2 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup> получаем

$$I_{\text{нас}} = \hbar\omega/\tau^* \sigma_{\text{фд}} \approx 1 \text{ МВт/см}^2.$$

Эта величина существенно превосходит ту интенсивность  $I_{\text{кр}}$ , которую в стационарном режиме «терпят» зеркала. Следовательно до создания более энергостойких оптических элементов стационарная генерация на эксиплексных лазерах вряд ли возможна. Предельную длительность генерации можно оценить по формуле  $\tau_{\text{пред}}^{\text{ген}} \approx Q_{\text{кр}}/T_{\text{нас}}$ , где  $Q_{\text{кр}}$  — критическая плотность световой энергии, падающей на зеркало. Полагая для примера  $Q_{\text{кр}} \sim 1$  кДж/см<sup>2</sup>, получаем  $\tau_{\text{пред}}^{\text{ген}} \sim 1$  мс.

### 4.3.3. Накачка модулированным электронным пучком

Модулируя электронный пучок, можно уменьшить среднюю мощность накачки и интенсивность излучения до таких величин, при которых становятся приемлемыми требования к скорости прокачки и к лучевой стойкости зеркал. В то же время импульсные величины, энергонапряженность накачки и интенсивность излучения будут достаточно велики ( $\dot{W} \gg \dot{W}_{\text{пор}}$ ,  $I \gg I_{\text{нас}}$ ). Представляется наиболее перспективной накачка серий низкочастотных импульсов ( $f_{\text{нч}} \sim 10 \div 50$  кГц,  $\tau_{\text{нч}} \sim 1 \div 10$  мкс) с СВЧ-наполнением ( $f_{\text{свч}} \geq 30$  МГц,  $\tau_{\text{свч}} \sim 3$  нс), см. рис. 10. Проведем некоторые оценки характеристик накачиваемого таким образом генератора. Эти оценки иллюстрируют соображения, из которых выбираются параметры модуляции.

Параметры СВЧ-модуляции  $\tau_{\text{свч}} = 3$  нс  $f_{\text{свч}} = 30$  МГц выбо-

рем, из условия  $\tau_{\text{СВЧ}} \sim \tau^* \leq 10$  нс, с учетом того, что брать  $f_{\text{СВЧ}} < 30$  МГц нельзя по техническим причинам (сильно увеличиваются размеры резонаторов у клистрона и падает их добротность). Учитывая, что за время между импульсами свет пробегает в среде расстояние  $L \approx c(1/f - \tau_{\text{СВЧ}} - \tau^*) \approx 6$  м, и за-

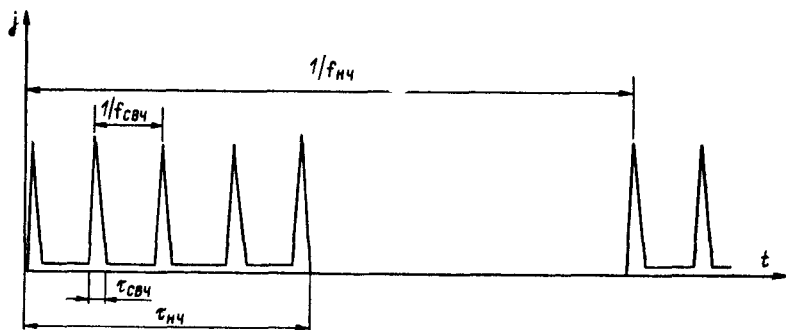


Рис. 10. Временная структура импульсов с двойной (НЧ- и СВЧ-) модуляцией:

СВЧ,  $\tau_{\text{СВЧ}}$ —частота следования и длительность СВЧ импульсов, получаемых электродинамическими методами в группирователях типа клистрона;  $f_{\text{НЧ}}$ ,  $\tau_{\text{НЧ}}$ —частота следования и длительность импульсов низкой частоты, получаемых путем сеточной модуляции

даваясь необходимым усилением  $K = e^{\kappa L} = 3 \cdot 10^6$  (усиление с  $\frac{\text{ВТ}}{1 \text{ см}^2}$  до  $3I_{\text{нас}} \approx 3 \text{ МВт/см}^2$ ), положим  $\kappa = 0,04 \text{ см}^{-1}$ . Такой коэффициент усиления (для  $\text{КгF}^*$ ) достигается при заселенности эксиплекса  $M^* = \kappa / \sigma_{\text{фд}} \approx 1,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , что при к. п. д. среды  $\eta_{\text{ср}} = 10\%$  соответствует удельной энергии в импульсе накачки  $W_{\text{СВЧ}} = \hbar \omega M^* / \eta_{\text{ср}} \approx 1 \text{ мДж/см}^3$  и энергонапряженности в импульсе  $W_{\text{СВЧ}} = W_{\text{СВЧ}} / \tau_{\text{СВЧ}}$ . Такую энергонапряженность можно обеспечить в смеси  $\text{Ag/Kr/F}$  при давлении  $p_{\text{Ag}} \approx 3 \div 6$  атм, статической плотности тока с электронной пушки  $j_{\text{СВЧ}} \geq 5 \text{ А/см}^2$  и импульсной плотности тока  $j_{\text{СВЧ}} \approx 5j_{\text{СВЧ}} \approx 50 \text{ А/см}^2$  ( $E_e \approx 300 \text{ кэВ}$ ).

При средней энергонапряженности накачки  $W_{\text{СВЧ}} = W_{\text{СВЧ}} \times \times f_{\text{СВЧ}} = 30 \text{ кВт/см}^3$  среда перегревается за время  $\tau_{\text{кр}} = W_{\text{кр}} / W_{\text{СВЧ}} = 0,5 \text{ Дж/30 кВт} \approx 17 \text{ мкс}$  (здесь положено  $W_{\text{кр}} = 0,5 \text{ Дж}$  для  $p_{\text{Ag}} = 6$  атм). Время низкочастотного импульса выбираем исходя из времени перегрева  $\tau_{\text{НЧ}} = \tau_{\text{кр}} = 17 \text{ мкс}$ . Частоту низкочастотных импульсов  $f_{\text{НЧ}} = u/a \approx 10 \text{ кГц}$  выбираем такой, чтобы за время между импульсами успевал сменяться газ при прокачке со скоростью звука ( $u \approx 350 \text{ м/с}$ ,  $a = 3,5 \text{ см}$ ). При скважности низкочастотной модуляции  $s_{\text{НЧ}} = 1/\tau_{\text{НЧ}} \cdot f_{\text{НЧ}} = 6$  средняя интенсивность света на зеркалах составит  $I = 3I_{\text{нас}} / 10 \cdot 6 \approx 50 \text{ кВт/см}^2$ . Если в зеркалах поглощается около процента световой энергии, то необходимо обеспечить отвод потока тепла

$q = 0,5 \text{ кВт/см}^2$ . В настоящее время в водоохлаждаемых зеркалах с пористой структурой осуществляется теплоотвод до  $q = 2 \text{ кВт/см}^2$  [78].

Генератор с высокой повторяемостью СВЧ и НЧ импульсов может быть дополнен системой усилителей, поскольку современная электроника вполне позволяет синхронизовать импульсы накачки. Главные трудности увеличения световой мощности будут связаны с необходимостью введения пучков в плотный газ (см. п. 2.2.4).

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе проведенного рассмотрения можно ответить на два основных вопроса, сформулированных в конце п. 1.1. Выводы таковы: а) максимальную энергонапряженность можно обеспечить, ионизуя плотный газ электронным пучком, причем в образованной таким образом плазме электроны переохлаждены и следовательно «работают» рекомбинационные схемы инверсии; б) большие энергетические нагрузки «терпят» рекомбинационные схемы инверсии (п. 3.2, разд. 4).

Наиболее перспективной представляется накачка электронным пучком сгруппированным в серию сгустков. Перечислим основные преимущества этого способа. Во-первых, в промежутках между импульсами накачки реализуются условия наиболее благоприятные для генерации излучения. Это приводит к увеличению к. п. д. среды. Более того, в промежутках между импульсами могут реализоваться такие схемы инверсии, которые не работают в стационарном режиме (см. п. 3.2.5). Во-вторых, в импульсно-периодических лазерах с помощью пучка можно обеспечить частоту следования импульсов на несколько порядков большую, чем в разрядах. Это позволяет предельно увеличить среднюю мощность импульсно-периодических лазеров (п. 4.3.3). Наконец, в-третьих, лазерное излучение, модулированное в СВЧ-диапазоне является более ценным видом энергии, чем стационарное. Именно такое излучение перспективно: для инициирования фотохимических реакций (в частности — для накачки лазеров на красителях), для лазерной локации и для лазерной связи (см. конец п. 2.2.4).

Подведем общий итог. Теоретические и экспериментальные исследования физики плазменно-лазерных активных сред, проведенные за последнее десятилетие позволяют сейчас сформулировать основные требования к схемам инверсии и способам накачки, а также указать несколько перспективных сред ( $\text{KгF}^*$ ,  $\text{XeF}^*$ ,  $\text{XeCl}^*$ ,  $\text{He/Sr}$ ,  $\text{He/Cd}$ ). Уже давно освоена техника электронных пучков, необходимых для накачки этих сред. «Совмещение» этих достижений требует еще решения технически сложных проблем. Однако, если ставить задачу получения мощного

лазерного излучения видимого и ближнего УФ диапазона для перечисленных в п. 1.1 применений, то не видно более рациональных путей ее решения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гудзенко Л. И., Шелепин Л. А., Яковленко С. И. «Успехи физ. наук», 1974, 114, 457
2. Летохов В. С., Устинов Н. Д. Мощные лазеры и их применение. М., «Сов. радио», 1980
3. Сб. Применения лазеров. Пер. с англ. М., «Мир», 1974.
4. Вуд О. Р. П. — ТИИЭР, 1974, 62, № 3, 54
5. Велихов Е. П., Письменный В. Д., Рахимов А. Т. «Усп. физ. наук», 1977, 122, 369
6. Иванов А. А. Неравновесная плазма для химии. В наст. сб., стр. 176—238
7. Гудзенко Л. И., Яковленко С. И. Плазменные лазеры. М., «Атомиздат», 1978
8. В. Беннет. В сб. Газовые лазеры. Пер. с англ. М., «Мир», 1968, 27
9. Г. Гулд. Там же, 137
10. Петраш Г. Г. «Усп. физ. наук», 1971, 105, 645
11. Капцов Н. А. Электроника. М., ГИТТЛ, 1954
12. Грановский В. Л. Электрический ток в газе, т. 1, М. Л., ГИТТЛ, 1952: т. 2, М. «Наука», 1971
13. Энгель А. Ионизованные газы. Пер. с англ., М. «Физматгиз», 1959
14. Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М., «Наука», 1974
15. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. М., «Атомиздат», 1975
16. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М., «Наука», 1980
17. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966
18. Гудзенко Л. И., Филиппов С. С., Шелепин Л. А. «Ж. техн. физ.», 1966, 36, 1622
19. Naga T. et al. «Japanese Journ. of Appl. Phys.», 1980, 19, No. 10, 606
20. Campbell E. H. et al. «J. Appl. Phys.», 1980, 51(1), 109
21. Бункин Ф. В., Держиев В. И., Яковленко С. И. «Квантовая электроника», 1981, 8, 1621
22. Бункин Ф. В., Держиев В. И., Яковленко С. И. «Квантовая электроника», 1981, 8, 1606
23. Елин О. П., Яковленко С. И. Препринт ИАЭ—3166, М., 1979; «Радио-техн. и электр.», 1981, 26, № 5, 1025
24. Yakovlenko S. I., Yelin O. P. «Phys. Lett.», 1981, A84, No. 4, 190
25. Алямовский И. В. Электронные пучки и электронные пушки. М., «Сов. радио», 1966
26. Microwave tube D.A.T.A., 1976, v. 36, 15, 26, 41, 92
27. Martin T. H., Clark R. S. «Rev. Sci. Instr.», 1976, 47, 460
28. Артёмов В. А. и др. «Приборы и техн. экспер.», 1978, № 2, 190
29. Гитт В. Д. и др. «Приборы и техн. экспер.», 1981, № 4, 169
30. Справочник по лазерам. Пер. с англ. с изменениями и доп. Под ред. А. М. Прохорова, М., «Сов. радио», 1978, т. 1
31. Fowles G. R., Silfvast W. T. «Appl. Phys. Lett.», 1965, 6, 12, 236
32. Артемьев А. Ю. и др. «Квантовая электроника», 1980, 7, 1948
33. Bricks V. G., Karras T. W., Anderson R. S. «J. Appl. Phys.», 1978, 49, 38
34. Маркова С. В., Петраш Г. Г., Чегезов В. М. «Квантовая электроника», 1978, 8, 904
35. Bricks V. G., Karras T. W. Proc. of the Int. Conf. on Laser-79 ed. V. J. Corcoran, STS Press, McLean, 1980

36. Исаков В. К., Калугин М. М., Потапов С. Е. «Письма в ЖТФ», 1978, 4, 826
37. Латуш Е. Л., Михалевский В. С., Сэм М. Ф. «Оптика и спектроскопия», 1973, 34, 214
38. Гудзенко Л. И., Шелепин Л. А. «Ж. exper. и теор. физ.», 1963, 45, 1445
39. Жуков В. В., Латуш Е. Л., Михалевский В. С., Сэм М. Ф. «Квантовая электроника», 1977, 4, 1249
40. Жуков В. В., Кучеров В. С., Латуш Е. Л., Сэм М. Ф. «Квантовая электроника», 1977, 4, 1257
41. Алейников В. С., Шелепо А. П. «Оптика и спектр.», 1974, 36, 813
42. Silfvast W. T., Szeta L. R., Wood O. R. II «Appl. Phys. Lett.», 31, 334, 1977; 34, 213, 1979; 36, 500, 1980
43. Pixton P. M., Fowles G. R. «Phys. Lett. A», 1969, 29, 654
44. Сыцько Ю. И., Яковденко С. И. Препринт ИАЭ—3138, 1979
45. Гудзенко Л. И., Земцов Ю. К., Яковленко С. И. «Письма в ЖЭТФ», 1970, 12, 244
46. Антипов С. В., Незлин М. В., Снежкин Е. Н., Трубников А. С. «Ж. exper. и теор. физ.», 1973, 65, 1866
47. Снежкин Е. Н., Незлин М. В. «Ж. exper. и теорет. физ.», 1977, 73, 1767
48. Снежкин Е. Н. «Квантовая электроника», 1981, 8, 159
49. Латуш Е. Л., Сэм М. Ф. «Ж. exper. и теорет. физ.», 1973, 64, 2017
50. Жуков В. В., Кучеров В. С., Латуш Е. Л., Михалевский В. С., Сэм М. Ф. Гелий-строичневый лазер. — Проспект ВДНХ СССР (Москва), 1977
51. Бабенко С. М., Яковленко С. И. Препринт ИАЭ—3192, 1979; «Phys. Lett. A», 1980, 76A, 237
52. Бабенко С. М., Лакоба И. С., Яковленко С. И. «Кр. сообщ. по физ.» ФИАН, 1980, № 12, 3
53. Birks J. V. «Mol. Photochem.», 1969, 1, 157; The exciplex, N. Y. — San-Francisko — London, Acad. Press. Inc. 1975
54. Searles S. K. «Appl. Phys. Lett.», 1976, 28, 602
55. Лакоба И. С., Яковленко С. И. «Квантовая электроника», 1980, 7, 677
56. Экцимерные лазеры. Под ред. Ч. Роудза. М., «Мир», 1981
57. Houtermans F. G. «Helv. Phys. Acta», 1960, 33, 933
58. Carbone R. J., Litvak M. M. «J. Appl. Phys.», 1968, 39, 2413
59. Palmer A. J. «Appl. Phys.», 1970, 41, 438
60. Басов Н. Г. и др. «Кр. сообщ. по физ.», 1970, № 7, 68
61. Басов Н. Г. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1970, 12, 473
62. Laser focus., 1972, July, 20
63. Dreyfus R. W., Wallance S. C. «Opt. Comms.», 1975, 35, 437
64. Kohler H. A. et al. «Appl. Phys. Lett.», 1972, 21, 198
65. Kochler H. A., et al. «Phys. Rev.», 1974, A9, 768
66. Hoff P. W., Swingle J. C., Rhodes C. K. «Appl. Phys. Lett.», 1973, 23, 245
67. Hughes W. M. «Appl. Phys. Lett.», 1973, 23, 385
68. Hughes W. M. «Appl. Phys. Lett.», 1974, 25, 85
69. Яковленко С. И. Препринт ИАЭ—2174, 1972
70. Гудзенко Л. И., Яковленко С. И. «Докл. АН СССР», 1972, 207, 1085.
71. Гудзенко Л. И. и др. «Квантовая электроника», 1979, 6, 701; «Усп. физ. наук», 1978, 126, 699
72. Гудзенко Л. И. и др. «Труды ФИАН», 1980, т. 120, 30
73. Ebert P. J. et al. «IEEE J.», 1974, QE—10, 736
74. Tibone G. C., Patterson E. L., Rice J. K. «Appl. Phys. Lett.», 1979, 35, 437
75. Ковальский Н. Г. «Физика плазмы», т. 1, ч. 1, Итоги науки и техники (ВИНИТИ АН СССР), М., 1980
76. Губарев А. В., Дробязко С. В., Якушев А. А. «Квантовая электроника», 1978, 5, 1595
77. Бабенко С. М., Яковленко С. И. «Квантовая электроника», 1981, 8, 256
78. Аполлонов В. В. и др. «Письма в ЖТФ», 1978, 4, 1193

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЯМИ***Ю. В. Мартыненко***О Г Л А В Л Е Н И Е**

1. Виды взаимодействия плазмы с твердым телом в реакторах термоядерного синтеза . . . . .	119
2. Физические основы взаимодействия атомных частиц с твердым телом . . . . .	124
3. Распределение по глубине проникновения внедренных ионов и дефектов, созданных ионами . . . . .	128
4. Отражение ионов от поверхности и зарядовый состав отраженных частиц . . . . .	136
5. Выделение газов, внедренных при облучении материалов ускоренными ионами . . . . .	143
6. Распыление . . . . .	149
7. Блистеринг . . . . .	162
8. Изменение поверхности твердого тела при взаимодействии с плазмой . . . . .	170
Литература . . . . .	173

**1. ВИДЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ С ТВЕРДЫМ ТЕЛОМ  
В РЕАКТОРАХ ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА**

В реакторах термоядерного синтеза плазма не может быть полностью изолирована от стенки и других элементов конструкции. Это относится и к установкам с магнитным удержанием плазмы и тем более к установкам инерционного удержания плазмы.

Взаимодействие плазмы с твердым телом в реакторах термоядерного синтеза мы рассмотрим на примере реактора-токамака. Во-первых, поскольку эти типы реакторов являются в настоящее время наиболее разработанными, а во-вторых, потому что физические процессы, происходящие при взаимодействии плазмы с поверхностями твердых тел в токамаках, «открытых ловушках» и системах инерциального удержания во многом общие, а отличия сейчас еще вырисовываются в самых грубых чертах.

Мы остановимся лишь на элементарных видах взаимодействия плазмы с поверхностью, оставив в стороне срывы разряда и униполярные дуги, которые больше определяются поведением самой плазмы или приповерхностных слоев плазмы, чем свойствами твердого тела.

Элементарные виды воздействия плазмы на поверхность твердого тела можно классифицировать следующим образом:

- 1) бомбардировка атомными частицами: ионами или нейтральными атомами, образующимися в результате перезарядки;
- 2) бомбардировка электронами;
- 3) воздействие электромагнитного излучения;
- 4) облучение нейтронами.

В реакторе-токамаке эти виды воздействия плазмы проявляются в следующем. Первая стенка реактора — это может быть охлаждаемая теплоотводом металлическая поверхность, обращенная к плазме, либо экран, работающий в режиме охлаждения за счет излучения, — подвержена бомбардировке нейтральными перезарядными атомами дейтерия и трития. Полагается, что ионы так же, как и электроны не могут уходить на стенку поперек магнитного поля. Потоки нейтральных атомов D и T на первую стенку, например, для реактора-токамака «Интор» [1] оцениваются  $10^{16}$ — $10^{17}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>, а их энергия определяется температурой поверхностного слоя плазмы и составляет несколько сотен эВ. Основная мощность выносится из плазмы на стенку излучением и будет составлять 10—50 Вт/см<sup>2</sup>.

Такие элементы токамака как диафрагма или дивертор [2] доступны для заряженных частиц, движущихся вдоль магнитного поля, и подвергаются бомбардировке электронами, ионами изотопов водорода, а также ионами имеющихся примесей.

Потоки ионов на приемные пластины дивертора могут достигать значений  $10^{18}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>, а их энергия нескольких кэВ.

В настоящее время считается обязательным дополнительный подогрев плазмы за счет инжекции быстрых нейтральных атомов D, с энергией ~ 100 кэВ. Поэтому управляющие электроды, элементы перезарядной камеры, а также участки рабочей камеры токамака, расположенные напротив входов инжектируемых пучков будут подвержены облучению быстрыми частицами с энергией до 100-200 кэВ.

Все элементы конструкции реактора подвержены облучению нейтронами, которые в основном ответственны за радиационные повреждения в объеме материалов: распухание, охрупчивание, радиационная ползучесть. Однако поверхностные радиационные повреждения, вызываемые нейтронами, малы по сравнению с повреждениями, вызываемыми атомными частицами.

Коэффициент распыления нейтронами не превышает  $\sim 10^{-4}$  атом/нейтр., что значительно меньше чем распыление ионами. Изменение химического состава в результате ядерных реакций под действием нейтронов вблизи поверхности также мало по сравнению с изменениями, вызываемыми атомными частицами.

Поскольку при изучении взаимодействия плазмы с твердым телом важны именно поверхностные эффекты, то мы не будем касаться вопросов, связанных с облучением нейтронами.

Воздействие электронов и фотонов на облучаемые поверхности в основном сводится к нагреву. Современные установки со



сравнительно малой длительностью рабочих импульсов и малой частотой разрядов, работают в режиме аккумуляирования тепла, выносимого из плазмы, за счет теплоемкости. Однако будущие термоядерные реакторы будут работать в режиме охлаждения первой стенки (за исключением экранов), элементов дивертора или диафрагмы за счет теплоотвода. Возникающий при этом температурный градиент создает термическое напряжение, которое накладывает ограничение на максимально возможную толщину материала.

Максимальная толщина стенки оказывается еще меньше вследствие импульсного, циклического характера выделения тепла. А заданная толщина материала диктует максимально допустимые скорости эрозии поверхности.

При облучении электронами и фотонами происходит также десорбция адсорбированных на поверхности примесей, таких как кислород, азот, углерод. В современных установках десорбция — это один из основных источников примесей, поступающих в плазму, и экспериментаторам приходится предварительно тщательно обезгаживать стенки установки и удалять адсорбированные примеси. Однако в будущих установках-реакторах длительность импульса разряда и частота следования разрядов будут таковы, что все десорбированные на поверхности примеси будут удалены в начальной стадии первых разрядов и основными примесями, поступающими в плазму, станут продукты эрозии поверхности.

Следует упомянуть вторичную электронную эмиссию, а также термоэлектронную эмиссию, которая может возникнуть, например, с диафрагмы или приемных пластин дивертора, если эти элементы будут работать при высокой температуре.

Электронная эмиссия может играть некоторую роль в балансе заряда и в установлении потенциала плазмы в приповерхностных слоях.

Перечислим теперь процессы, которые происходят при бомбардировке поверхности твердого тела атомными частицами. Для краткости все атомные частицы, падающие на поверхность, мы будем называть ионами, поскольку большинство процессов не зависит или слабо зависит от зарядового состояния бомбардирующей частицы. Эти процессы следующие:

- 1) отражение ионов от поверхности;
- 2) десорбция примесей с поверхности при ионном ударе;
- 3) внедрение ионов и выделение газов дейтерия, трития, гелия;
- 4) распыление;
- 5) блистеринг;
- 6) изменение приповерхностного слоя, подверженного ионному облучению;
- 7) химические процессы на поверхности и химическая эрозия поверхности;

8) неупругие процессы при взаимодействии ионов с поверхностью (изменение зарядового состояния ионов, ионно-электронная и фотонная эмиссии).

Для термоядерных установок наибольшее значение имеют процессы, определяющие эрозию поверхности и обмен газов между поверхностью твердого тела и плазмой.

Эрозия поверхности, во-первых, определяет ресурс работы данной детали конструкции, что особенно важно для будущих термоядерных реакторов, а, во-вторых, является источником примесей, поступающих в плазму, которые увеличивают излучение плазмы [2] и тем самым охлаждают ее.

Поведение дейтерия, трития и гелия при внедрении в поверхность важно по ряду причин. Во-первых, атомы дейтерия и трития, отражаясь от поверхности в виде быстрых нейтральных атомов или выделяясь из стенки в результате последующей диффузии, могут с большой вероятностью перезарядиться при столкновении в плазме с ионами  $D^+$  и  $T^+$  и образовать медленный ион и быстрый нейтральный атом, который бомбардирует поверхность. Таким образом, обмен дейтерием и тритием между стенкой и плазмой определяет потоки бомбардирующих первую стенку нейтральных атомов и тем самым скорость эрозии стенки, а кроме этого приводит к охлаждению плазмы. Возврат дейтерия и трития со стенки в плазму (рециклинг) необходимо также учитывать при расчете подачи топлива ( $D$  и  $T$ ) в установку во время импульса разряда. Во-вторых, скапливаясь в материале стенки, атомы газов существенно изменяют свойства материала и в особенности приповерхностного слоя. Концентрация изотопов водорода и гелия может достигать в приповерхностных слоях  $\sim 1$  в атомных долях. При этом происходит либо охрупчивание материала (например, титана при его обогащении водородом — «наводороживании»), либо блистеринг, т. е. образование пузырей на поверхности и отшелушивание приповерхностного слоя. Это приводит опять-таки к эрозии поверхности, а при охрупчивании материала во всем объеме к ухудшению механических свойств конструкции.

В-третьих, утечка трития из установки через стенку весьма нежелательна, ввиду его высокой стоимости и сложности выделения из теплоносителя, охлаждающего стенку, а также ввиду высокой радиоактивности трития. По этим же причинам необходимо также уменьшить количество трития «захороненного» в стенке.

С точки зрения эрозии поверхности представляют интерес распыление, блистеринг, химическая эрозия поверхности и, отчасти, изменение свойств поверхности и десорбция примесей.

Рециклинг и поведение газа определяются, в основном, процессами отражения и внедрения ионов, а также выделением газов из материалов. Кроме того, для обмена частицами между

стенкой и плазмой важен зарядовый состав отраженных и распыленных частиц.

Таким образом, наиболее важными оказываются процессы, происходящие при бомбардировке поверхности ионами, им и посвящена эта статья. Облучение электронами и фотонами, как говорилось, приводит в основном к нагреву поверхности, а влияющие температуры на обсуждаемые процессы, мы рассмотрим.

На вопросах десорбции примесей под действием электронов и фотонов мы специально не будем останавливаться, поскольку в будущем эти процессы не будут играть большой роли, а адресуем интересующихся к обзору [3]. Вторичная электронная и термическая электронная эмиссии в настоящее время хорошо изучены и описаны во многих монографиях, например [4]. Испарение металлов при возможном нагреве может быть рассчитано с помощью имеющихся таблиц [5].

При изложении основное внимание будет уделено закономерностям обсуждаемых явлений и сути физических механизмов, которые управляют процессами. Методы исследования как экспериментальные, так и теоретические будут лишь перечисляться. Ввиду ограниченного объема статьи останутся в стороне также вопросы приоритета, а ссылки будут даны преимущественно на обзоры и некоторые основополагающие работы.

Однако сейчас кратко остановимся на некоторых общих аспектах экспериментальных исследований взаимодействия атомных частиц с твердым телом. Это поможет нам, с одной стороны, не повторяться при упоминании методов исследования различных явлений, а с другой стороны, покажет, на чем основано большинство экспериментов и что можно от них ожидать.

Исследования взаимодействия атомных частиц с поверхностью твердого тела проводились задолго до того, как сведения об этих процессах стали необходимы для термоядерных реакторов. Особые успехи в этой области были достигнуты после пятидесятих годов, когда опыт строительства электромагнитных разделителей изотопов был использован для создания специальных ускорителей (например, ускоритель ИЛУ [6], созданный в ИАЭ им. И. В. Курчатова), на которых были получены пучки ионов, разделенных по массе и по энергии с энергией от  $\sim 1$  кэВ до нескольких сот кэВ. Поэтому наиболее точные и достоверные сведения о взаимодействии атомных частиц с твердым телом получены для ионов с энергией  $\geq 1$  кэВ. Ниже мы увидим, что и возможности теории в этой области энергий также значительно больше и точность расчетов выше.

В области энергий порядка сотен эВ обычно используются пучки ионов, вытягиваемых ускоряющими электродами прямо из источника без разделения по массам. При этом разброс энергий ионов значительно больше и в пучке присутствуют многозарядные и молекулярные ионы, а также ионы примесей. В области энергий  $10 \text{ эВ} \leq E \leq 500 \text{ эВ}$  применяется метод зонда

в плазме дугового разряда: облучаемая мишень вводится в плазму и на нее подается отрицательный потенциал. Энергия бомбардирующих ионов в этом случае определяется потенциалом зонда. Помимо недостатков, присущих неразделенным пучкам, в этом методе имеются трудности анализа вторичных частиц, вылетающих с мишени, поскольку последние в этом случае попадают в плазму дугового разряда.

Кроме определенности характеристик бомбардирующих ионов, для надежности экспериментов большое значение имеет чистота поверхности. Реальная поверхность мишени всегда покрыта адсорбированными примесями. При бомбардировке поверхности пучком ускоренных ионов возможна самоочистка поверхности, если скорость распыления  $jS$  ( $j$  — плотность потока ионов,  $S$  — коэффициент распыления) больше скорости осаждения примесей  $nu_T$  ( $n$  — концентрация примесей в вакуумном объеме, в котором находится мишень,  $u_T$  — тепловая скорость примесей). Как мы увидим в разделе распыления, максимальные значения коэффициента распыления  $S$  наблюдаются при энергиях  $E > 1$  кэВ. Поэтому условие самоочистки опять-таки легче всего выполняется при достаточно больших энергиях. При малых энергиях, когда коэффициенты распыления малы, приходится увеличивать плотность тока ионов  $j$ , улучшать вакуум или же очищать поверхность прогревом мишени.

## 2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АТОМНЫХ ЧАСТИЦ С ТВЕРДЫМ ТЕЛОМ

Из предыдущего параграфа следует, что для реакторов термоядерного синтеза наибольший интерес представляет взаимодействие с твердым телом ионов  $D^+$ ,  $T^+$  и тяжелых примесей с энергией 100 эВ—100 кэВ, а также ионов  $He^+$  с энергией вплоть до 3,5 МэВ. Движение всех частиц в твердом теле в большинстве обсуждаемых процессов рассматривается до тех пор, пока их энергия больше энергии  $E_a$ , необходимой для смещения из узла кристаллической решетки. Энергия  $E_a$  составляет 10÷50 эВ. При энергии частицы  $E \gg E_a$  считают, что она взаимодействует с атомами твердого тела как со свободными атомами в газе.

Атомные частицы с указанными энергиями имеют длину волны де-Бройля значительно меньше, чем размеры их сечения взаимодействия, и потому рассматриваются классически. Размеры сечения атомных частиц с энергиями больше 100 эВ меньше, чем расстояния между атомами в твердом теле, т. е.  $\sigma \ll \ll N^{-2/3}$ , где  $N$  — число атомов в единице объема. Поэтому взаимодействия налетающих ионов с атомами твердого тела, а также быстрых смещенных атомов с другими атомами можно описывать парными потенциалами взаимодействия.

Поскольку скорость ионов и смещенных атомов много больше скорости тепловых колебаний атомов в кристалле, то последние можно считать неподвижными. Для потенциала взаимодействия атомных частиц было предложено много различных выражений, которые приводятся в книге [7].

На расстояниях между атомами  $r \leq 0,7 \text{ \AA}$  наилучшую точность дает потенциал Томаса—Ферми—Фирсова

$$V(r) = \frac{Z_i Z_a e^2}{r} \chi\left(\frac{r}{a}\right), \quad (1)$$

где  $Z_i$ ,  $Z_a$  — атомные номера иона и атома мишени,  $r$  — расстояние между ядрами сталкивающихся атомных частиц,  $a = 0,88 a_B (\sqrt{Z_i} + \sqrt{Z_a})^{-2/3}$ ,  $a_B$  — боровский радиус,  $\chi(x)$  — функция экранирования Томаса—Ферми, при  $x \ll 1$   $\chi \approx 1 - 1,58 x$  и потенциал  $V(r)$  переходит в кулоновский.

На расстояниях  $r \geq 0,7 \text{ \AA}$ , которые играют основную роль при энергиях взаимодействия меньше нескольких сотен эВ, лучшее согласие дает потенциал Борна-Майера

$$V(r) = A \exp(-br), \quad b = 3,53 \text{ \AA}^{-1},$$

$$A = 87,7 (\sqrt{Z_i} + \sqrt{Z_a})^{4/3} \text{ эВ}. \quad (2)$$

Если мы знаем потенциал взаимодействия атомных частиц, то по известным формулам [7, 8] мы можем найти дифференциальное сечение рассеяния иона на заданный угол или дифференциальное сечение передачи энергии  $T$  неподвижному атому.

Однако интегралы, входящие в выражения для дифференциальных сечений с потенциалами (1) и (2) не выражаются через элементарные функции. Поэтому для большинства практических расчетов используют степенные аппроксимации потенциалов (1) и (2)  $V \sim r^{-1/m}$ ,  $0 < m \leq 1$ ; при этом дифференциальное сечение передачи энергии  $T$  хорошо аппроксимируется выражением

$$d\sigma = C_m E^{-m} T^{-1-m}, \quad 0 < T < T_m, \quad (3)$$

$$d\sigma = 0, \quad T > T_m,$$

где  $T_m = \frac{4M_i M_a}{(M_i + M_a)^2} E$  — максимально возможная передаваемая энергия. Передаваемая энергия  $T$  связана с углом рассеяния в системе центра инерции соотношением  $T = T_m \sin^2 \frac{\theta}{2}$ . Константы  $C_m$  имеют вид:

$$C_m = \frac{\pi}{2} \lambda_m a^2 \left(\frac{M_i}{M_a}\right)^m \left(\frac{2Z_i Z_a e^2}{a}\right)^{2m}, \quad m > 1/4,$$

$$C_m = \frac{\pi}{2} \lambda_m b^{-2} \left(\frac{M_i}{M_a}\right)^m (2A)^{2m}, \quad m < 1/4. \quad (4)$$

Потенциал  $V \sim r^{-1/m}$  при  $m < \frac{1}{4}$  аппроксимирует потенциал Бор-

на-Майера (2), а при  $m > 1/4$  — потенциал Фирсова (1), причем при  $10 < \frac{r}{a} < 30$   $m \approx 1/3$ , при  $1 < \frac{r}{a} < 10$   $m = 1/2$ , при  $0,2 < \frac{r}{a} < 2$   $m = 2/3$ , при  $\frac{r}{a} < 0,2$   $m = 1$ . Константы  $\lambda_m$  убывают с ростом  $m$ ,  $\lambda_0 = 24$ ,  $\lambda_{1/3} = 1,309$ ,  $\lambda_{1/2} = 0,327$ .

Вид потенциала (1), а также аппроксимации (3) при  $m > 1/4$ , позволяет ввести безразмерную энергию

$$\varepsilon = \frac{E}{E_L}; \quad E_L = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{a} \frac{M_i + M_a}{M_a}; \quad (5)$$

множитель  $\frac{M_i + M_a}{M_a}$  в выражении для  $E_L$  введен для перевода безразмерной энергии  $\varepsilon$  в лабораторную систему. Как мы увидим в дальнейшем, многие важные результаты в теории взаимодействия атомных частиц с твердым телом выражаются в виде универсальных функций от безразмерной энергии.

Упругие столкновения ионов с атомами мишени приводят, во-первых, к рассеянию ионов, а во-вторых, к потере энергии

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_n = NS_n = N \int_0^m T d\sigma(T). \quad (6)$$

Величина  $S_n$  — называется упругой или ядерной тормозной способностью вещества;  $S_n(\varepsilon)$  — универсальная функция безразмерной энергии  $\varepsilon$ , она представлена на рис. 1. При степенной аппроксимации (3) с  $m = 1/2$

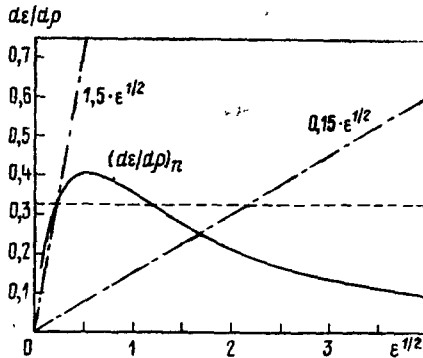


Рис. 1. Ядерная и электронная тормозные способности в безразмерных единицах  $\varepsilon$  и  $\rho = z\pi a^2 N \frac{4M_i M_a}{(M_i + M_a)^2}$

$\left(S = 4\pi a Z_1 Z_2 e^2 \frac{M_i}{M_i + M_a} (d\varepsilon/d\rho)_n\right)$ . Сплошная кривая — ядерная тормозная способность  $(d\varepsilon/d\rho)_n$ , пунктирная кривая —  $(d\varepsilon/d\rho)_n$  в приближении потенциала  $V \sim r^{-2}$ , штрих-пунктирные кривые — электронные тормозные способности  $(d\varepsilon/d\rho)_e$  при разных значениях коэффициента  $k$   $(d\varepsilon/d\rho)_e = k \sqrt{\varepsilon}$  См. [23]

$$S_n = 1,308 \pi a Z_i Z_a e^2 \frac{M_i}{M_i + M_a} = \text{const.} \quad (7)$$

При  $\frac{1}{4} \leq \epsilon \leq 2$   $S_n$  слабо зависит от энергии и можно пользоваться выражением (7).

Помимо потерь энергии на упругие (ядерные) столкновения ион теряет энергию на возбуждение электронов (подробное изложение теории неупругих потерь и ссылки см. в [7, 9]). Однако ион почти не рассеивается на электронах вследствие большой разницы масс электрона и иона. Поэтому можно считать, что на ион действует непрерывная тормозящая сила, направленная в сторону, обратную скорости иона. При скорости иона меньше скорости электронов на поверхности Ферми  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_e$  пропорциональна скорости иона  $v$ . Выражение для неупругих потерь энергии тяжелых ионов было получено Фирсовым на основе представления об обмене электронами летящего иона и атома мишени, в результате которого каждый электрон переносит импульс, равный  $mv$ , где  $m$  — масса электрона,  $v$  — относительная скорость иона и атома. При этом на ион действует сила трения, которая для не сильно отличающихся атомных номеров иона и атома равна

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = NS_e = -0,234 \cdot 10^{-30} (Z_i + Z_a) N v \left[\frac{\text{ЭВ}}{\text{А}}\right], \quad (8)$$

$S_e$  — электронная тормозная способность.

Эта формула впоследствии обобщалась, во-первых, для случая сильно различающихся атомных номеров иона и атома мишени. Во-вторых, на основе распределений электронной плотности в атомах, полученных из квантовой механики были учтены оболочечные эффекты и получена не монотонная, а осциллирующая зависимость  $S_e$  от  $Z_i$  и  $Z_a$ . Все эти обобщения, однако, приводят к весьма громоздким формулам, поэтому мы их не приводим. Тем более, что формула (8) отличается от ее обобщения не более чем на фактор  $\sim 2$ . Выражение для  $\left(\frac{dE}{dx}\right)_e$  мало отличающееся от формулы Фирсова (8), было дано также Линдхардом и Шарфом

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = 8\pi a_B \xi \left[ Z_i Z_a e^2 N / (Z_i^{2/3} + Z_a^{2/3})^{3/2} \right] \frac{v}{v_0}, \quad (9)$$

где  $a_B$  и  $v_0$  — боровский радиус и скорость электрона на боровской орбите.  $\xi = 1 \div 2$  и меняется  $\sim Z^{1/6}$ .

Для протона, движущегося в металле со скоростью  $v < v_F$  — фермиевской скорости, выражение для потери энергии на возбуждение электронов было получено Трубниковым и Явлинским

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = 11,7 \cdot 10^7 \hbar n_e^{1/3} Z_a^2 \left(\frac{m_{\text{эф}}}{m}\right) v, \quad (10)$$

где  $n_e$  — плотность свободных электронов, а  $m_{\text{эф}}$  — их эффек-

тивная масса. Эта формула была получена из рассмотрения поляризации среды движущимся зарядом с помощью формализма диэлектрической проницаемости.

Неупругие потери энергии достигают максимума при скорости иона  $\sim v_0 Z_a^{2/3}$ , а затем уменьшаются с ростом скорости иона согласно формуле Бете—Блоха

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = \frac{4\pi Z_i^2 e^4}{mv^2} Z_a N \ln \frac{2mev^2}{I}, \quad (11)$$

где  $I$  — средний потенциал ионизации, который в модели Томаса-Ферми равен  $I = 13,5 Z_a$  эВ.

На рис. 1 приведена для сравнения также неупругая тормозная способность  $S_e$  для некоторого иона. Безразмерная энергия  $\epsilon_e$ , при которой сравниваются упругие и неупругие потери,  $S_n(\epsilon_e) = S_e(\epsilon_e)$  составляет  $\epsilon_e = 1 \div 2$  для  $Z_i > Z_a$ . При  $Z_i < Z_a$   $\epsilon_e < 1$ , а для протонов и других изотопов водорода практически всегда  $S_e > S_n$ .

Полный пробег иона в веществе определяется суммой тормозных способностей  $S = S_n + S_e$  и равен

$$R = \frac{1}{N} \int_{E_0}^0 \frac{dE}{S_n + S_e}. \quad (12)$$

Однако практически наибольший интерес представляет не полный пробег иона, а расстояние от места начала движения до места, где ион останавливается. Например, важно знать глубину, на которую проникают ионы, падающие на поверхность мишени, или расстояние, на которое смещается атом, выбитый из узла кристаллической решетки. Расстояние от места начала движения до остановки в твердом теле всегда меньше, чем полный пробег, поскольку ион движется по «ломаной траектории», вследствие рассеяния на атомах.

Если начальный импульс иона не ориентирован вдоль плотноупакованных атомных рядов в кристалле, то эффект каналирования [10] не существен для движения иона, его столкновения с атомами мишени не коррелированы. В этом случае мишень можно считать аморфной. Для большинства процессов, рассматриваемых в этой статье, приближение аморфной мишени вполне достаточно.

### 3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО ГЛУБИНЕ ПРОНИКНОВЕНИЯ ВНЕДРЕННЫХ ИОНОВ И ДЕФЕКТОВ, СОЗДАНЫХ ИОНАМИ

Для исследования большинства процессов, которые были перечислены в первом параграфе, важно знать распределение по глубине проникновения (или, как его называют, «профиль») внедренных ионов.

Распределение внедренных ионов по глубине проникновения



изучалось много, разными методами как экспериментально, так и теоретически. Ряд экспериментальных методов определения профиля основан на анализе поверхности (например, методами Оже-спектроскопии, масс-спектрометрии, рентгеновской спектроскопии и т. п.), которому сопутствует послойное травление поверхностных слоев. Существуют и неразрушающие методы измерения профиля, например, с помощью рассеяния назад быстрых (обычно с энергией  $\sim$  МэВ) ионов. Не имея возможности подробно останавливаться на методах измерения профилей внедренных ионов, мы адресуем интересующихся к книге [11].

Теоретически движение ионов в твердом теле описывается функцией распределения  $F(v, r, t, v_0, r_0)$ , зависящей от начальной скорости  $v_0$  и начального положения  $r_0$  иона\*. Функция распределения удовлетворяет уравнению

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{v}{|v|} \frac{\partial F}{\partial r} = NS_e \frac{\partial F}{\partial E} + N \int [F(v) - F(v')] \times \\ \times \delta \left( \frac{vv'}{|v||v'|} - \sqrt{\frac{E-T}{E}} \frac{M_i + M_a}{2M_i} - \frac{M_a + M_i}{2M_i} \sqrt{\frac{E}{E+T}} \right) \times \\ \times d\sigma(E, T) \frac{d\Omega'}{4\pi}. \end{aligned} \quad (13)$$

Интеграл столкновений выражает изменение функции распределения иона в результате столкновений с неподвижными атомами мишени.  $d\sigma(E, T)$  — дифференциальное сечение передачи энергии  $T$  атому мишени ионом с энергией  $E = \frac{M_i v^2}{2}$ . Интегрирование по  $d\Omega'$  производится по всем направляющим углам скорости иона  $v'$  после столкновения, которые допускают законы сохранения, описываемые  $\delta$ -функцией. Торможение вследствие возбуждения электронов рассматривается как действие непрерывной силы, равной  $NS_e$  и направленной антипараллельно скорости иона. Обычно интересуются лишь распределением оставившихся ионов и рассматривают функцию распределения  $F(z, E, e)$ , не зависящую от времени  $t$  и от текущей скорости иона  $v$ . Если при этом граничное условие для функции распределения соответствует равномерному потоку ионов, падающих на поверхность, то функция распределения  $F(z, E, e)$  зависит лишь от глубины  $z$  начальной энергии  $E$  и направления влета ионов  $e$ . Однако даже в этом случае решение кинетического уравнения для функции распределения является сложной задачей. Обычно функцию  $F(z, E, e)$  разлагают по полиномам Лежандра, направляющих косинусов вектора  $e$  и ищут моменты распределения по глубине  $z$ .

Зная моменты распределения, можно определить его основные характеристики: среднюю глубину проникновения  $\langle z \rangle$ , средний квадрат глубины проникновения  $\langle z^2 \rangle$ , который харак-

\* Подробное изложение теоретической части этого параграфа и ссылки на литературу см. в [9].

теризует степень «размытия» профиля. Кроме того, можно приближенно найти функцию распределения в виде некоторой функции, параметры которой определяются через соответствующие моменты распределения.

Наиболее простым из используемых распределений является гауссовское

$$F(z) \approx \frac{D}{\sqrt{2\pi \langle \Delta z^2 \rangle}} \exp \left[ -\frac{(z - \langle z \rangle)^2}{2 \langle \Delta z^2 \rangle} \right], \quad (14)$$

где  $D$  — полная доза облучения на единицу поверхности  $\langle \Delta z^2 \rangle = |\langle z^2 \rangle - \langle z \rangle^2|$ .

Аналитические выражения для моментов  $\langle z \rangle$  и  $\langle z^2 \rangle$  получены лишь при  $S_e = 0$  и для степенного потенциала, когда сечение рассеяния описывается формулой (3). В этом случае

$$\langle z \rangle = A \frac{E^{2m}}{NC_m}; \quad \langle z^2 \rangle = \frac{BE^{4m}}{(NC_m)^2}; \quad \langle z^3 \rangle = \frac{gE^{6m}}{(NC_m)^3}; \quad (15)$$

$A$ ,  $B$ ,  $g$  — константы, зависящие от соотношения масс. Хотя пренебрежение неупругими потерями энергии  $S_e$  оправдано лишь для достаточно медленных и тяжелых ионов, формулы (15) дают представление об энергетической зависимости характеристик распределения. Более точные расчеты моментов распределения с учетом неупругих потерь энергии и с потенциалом (1) выполнены методом численного интегрирования уравнений. В настоящее время имеются таблицы [12] первых моментов распределения внедренных ионов. В таблице 1 для иллюстрации даны значения  $\langle z^2 \rangle$  и  $\langle \Delta z^2 \rangle$ , рассчитанные [12] для нескольких комбинаций ион-мишень в зависимости от начальной энергии иона при нормальном падении иона на мишень.

В случае наклонного падения ионов на мишень средняя глубина проникновения  $\langle z \rangle = R_p \cos \theta$ , где  $\theta$  — угол падения, отсчитываемый от нормали к поверхности,  $R_p$  — проектный пробег, определяемый как проекция среднего расстояния, на которое проникает ион, на направление начальной скорости иона. Для определения среднего квадрата глубины проникновения  $\langle z^2 \rangle$  при наклонном падении необходимо знать также второй момент  $\langle y^2 \rangle$  распределения в направлении, перпендикулярном направлению начальной скорости иона.

Параметры распределения внедренных ионов зависят от соотношения масс иона  $M_i$  и атомов мишени  $M_a$ . Так, для легких ионов  $M_i \ll M_a$ , которые сильно рассеиваются, ширины распределения  $\sqrt{\langle \Delta z^2 \rangle}$  и  $\sqrt{\langle y^2 \rangle}$  больше средней глубины проникновения  $\langle z \rangle$ , причем  $\langle \Delta z^2 \rangle \approx \langle y^2 \rangle$ , в то время как для тяжелых ионов,  $M_i \gg M_a$ , у которых траектория «менее изломана», ширины  $\sqrt{\langle \Delta z^2 \rangle}$  и  $\sqrt{\langle y^2 \rangle}$  меньше чем  $\langle z \rangle$  и  $\langle \Delta z^2 \rangle > \langle y^2 \rangle$ , т. е. распределение вытянуто сигарообразно вдоль первоначального направления движения ионов.

По мере увеличения энергии ионов их профили становятся

## Параметры распределения внедренных ионов

$E_i$ , кэВ	$H^+ \rightarrow C$		$H^+ \rightarrow Fe$		$H^+ \rightarrow W$		$H^{et} \rightarrow Fe$		$Fe^{t+} \rightarrow Fe$	
	$\langle z \rangle \dot{A}$	$\sqrt{\langle \Delta z^2 \rangle} \dot{A}$	$\langle z \rangle \dot{A}$	$\sqrt{\langle \Delta z^2 \rangle} \dot{A}$	$\langle z \rangle \dot{A}$	$\sqrt{\langle \Delta z^2 \rangle} \dot{A}$	$\langle z \rangle \dot{A}$	$\sqrt{\langle \Delta z^2 \rangle} \dot{A}$	$\langle z \rangle \dot{A}$	$\sqrt{\langle \Delta z^2 \rangle} \dot{A}$
1	140	95	60	88	47	97	34	46	14	8
5	673	234	312	251	188	248	151	138	33	19
10	1 196	302	627	382	371	385	315	225	77	43
20	2 028	367	1 218	547	760	579	639	354	50	28
50	3 980	447	2 746	800	1 894	984	1 537	580	153	78
100	6 912	520	4 916	1 010	3 675	1 396	2 802	770	287	131
300	22 271	823	13 728	1 493	11 255	2 439	6 570	1 055	816	319
600	57 493	1 546	32 079	2 285	26 651	4 038	10 940	1 222	1 671	547
1000	88 030	2 201	65 701	3 675	53 454	6 529	16 287	1 350	2 803	781

все более асимметричными, при этом убывание функции распределения от максимума к поверхности более медленное, чем убывание в глубь мишени.

На рис. 2 представлены профили остановившихся протонов в тяжелой мишени ( $M_a \gg M_i$ ) для разных значений безразмерной энергии  $\epsilon$ . Глубина выражена также в безразмерных единицах  $\rho = zN\pi a^2 \frac{4M_i M_a^2}{(M_i + M_a)^2}$ .

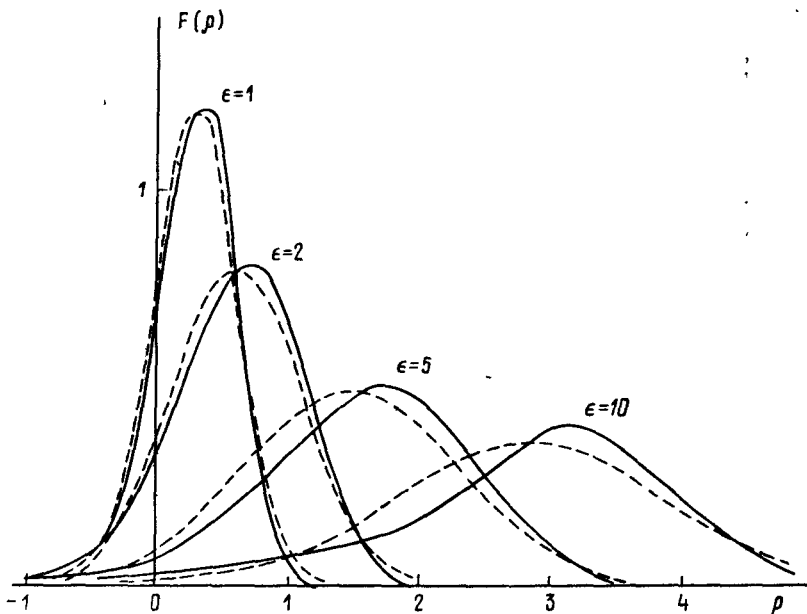


Рис. 2. Профили распределения остановившихся протонов в тяжелой мишени для разных значений безразмерных энергий  $\epsilon$ , рассчитанные в [13].

Пунктирные кривые—гауссовское распределение, сплошные кривые—распределение Эджворда, в котором используются первые три момента  $\langle Z \rangle$ ,  $\langle Z^2 \rangle$ ,  $\langle Z^3 \rangle$ ,  $F(\rho)$  в произв. единицах

Имеющиеся сейчас методы расчета распределений внедренных ионов вполне удовлетворительны. При энергиях ионов больше нескольких сотен эВ расчетные и экспериментально измеренные профили достаточно хорошо совпадают. Например, расхождение в значениях проективного пробега  $R_p$  между теорией и экспериментом не превышает 10—20%. При малых энергиях  $\sim 100$  эВ теория «работает» значительно хуже, но при этом сама глубина проникновения ионов не превышает нескольких десятков ангстрем и ошибки не очень существенны для практики.

Во взаимодействии атомных частиц с твердым телом важ-

ную роль играют радиационные дефекты. Они определяют и процессы, приводящие к эрозии поверхности (распыление и блистеринг), и процессы захвата и реэмиссии газа, ответственные за обмен атомами D, T и He между плазмой и стенкой. Радиационные дефекты изменяют также свойства твердого тела, в частности, его прочность, хрупкость и т. д.

В основном радиационные дефекты образуются при упругих столкновениях ионов и смещенных атомов мишени с другими атомами, в результате которых неподвижные атомы получают энергию больше некоторой пороговой энергии  $E_a$ , необходимой для необратимого смещения атома из узла кристаллической решетки. Энергия  $E_a$  называется энергией смещения и обычно составляет  $\sim 25$  эВ. Вообще говоря,  $E_a$  зависит от направления смещения в кристалле, но поскольку в большинстве случаев импульсы, передаваемые атомам мишени, распределены хаотически относительно кристаллографических направлений, то используется энергия смещения, усредненная по направлениям.

В результате смещения атома из узла кристаллической решетки образуется пара Френкеля: вакансия и междоузельные атомы. Это — точечные дефекты, которые диффундируя, могут либо рекомбинировать, либо объединиться в вакансионные и междоузельные кластеры. Последние, разрастаясь, затем образуют сложные дефекты: петли дислокаций, вакансионные поры или, в присутствии газа — газовые пузырьки.

Если энергия иона больше энергии смещения и ион достаточно тяжелый, то точечные дефекты в основном образуются в результате каскада атомных столкновений: ион смещает первичный атом, который производит следующее смещение и так далее. Картина каскада атомных столкновений, рассчитанного путем численного интегрирования уравнений движения атомов кристалла показана на рис. 3.

Поскольку смещенные атомы образуются в результате упругих столкновений, то число смещенных атомов определяется только той частью энергии иона, которая была передана при упругих столкновениях, но не в результате неупругих потерь энергии иона и смещенных атомов. Энергия  $E^*$ , затраченная при упругих столкновениях, в зависимости от полной энергии  $E$  первичной частицы, инициирующей каскад, определяется приближенной формулой

$$E^* = E [1 + k_e g(\epsilon)]^{-1}, \quad (16)$$

где  $k_e$  — константа, определяющая электронную тормозную способность  $S_e = k_e \sqrt{\epsilon}$  (формула (16) применима, когда скорости всех атомных частиц меньше скорости электронов на поверхности Ферми);  $g(\epsilon)$  — универсальная функция безразмерной энергии  $\epsilon$ , определенной формулой (5).

$$g(\epsilon) \approx \epsilon + 0,4\epsilon^{3/2} + 3,4\epsilon^{1/6}.$$

При малых энергиях,  $E^* \approx E$ , а по мере увеличения энергии и

доли неупругих потерь энергии  $E^*$  становится меньше, чем  $E$ .

Число смещенных атомов  $\nu$ , созданных в каскаде при  $E^* \gg E_d$  определяется простой формулой

$$\nu = \kappa \frac{E^*}{E_d}, \quad (17)$$

где  $\kappa$  — константа, слабо зависящая от потенциала взаимодействия атомов, и равная  $\kappa \approx \frac{1}{3} + \frac{1}{2}$ . Формула (17) показывает, что на образование одного смещенного атома в каскаде в среднем идет энергия  $(2 \div 3) E_d$ . Этот факт достаточно универсален

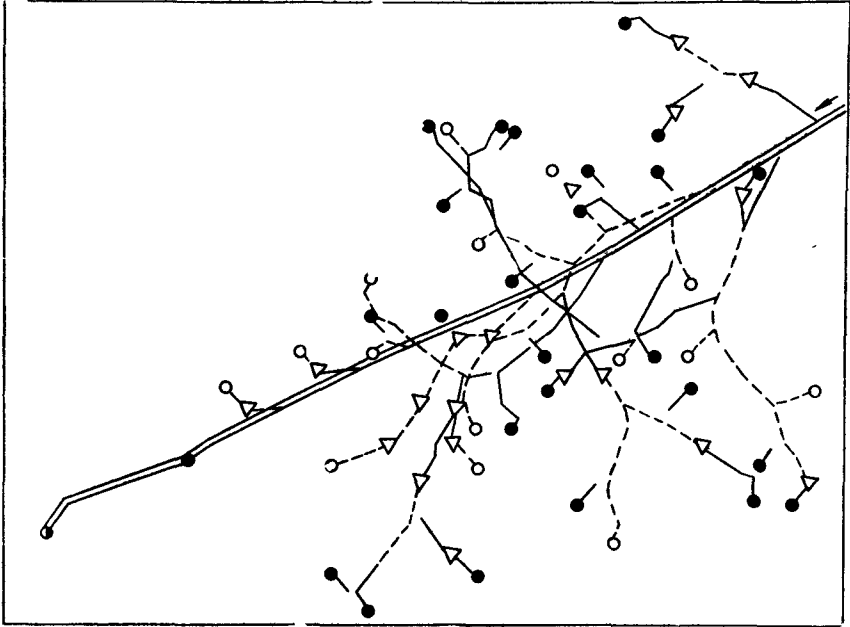


Рис. 3. Каскад атомных столкновений в плоской модели BeO, вызванный ионами  $J^{127}$  с энергией 5 кэВ. — траектория иона  $J^{127}$ , - и — траектории смещенных атомов Be и O соответственно. ● и ○ — конечные положения атомов Be и O соответственно,  $\Delta$  — места замещения [24]

для кинетических процессов, в которых рождение новых частиц имеет пороговый характер. Например, в газовом разряде энергия, затрачиваемая на образование иона, в среднем составляет  $2 \div 3$  потенциала ионизации.

Экспериментальная проверка формулы (17) осложняется тем, что измеряемые характеристики зависят от числа дефектов, оставшихся после вторичных процессов, в которых, как говорилось, большая часть вакансий и междоузельных атомов рекомбинирует. Это особенно существенно для каскадов, создан-

ных тяжелыми частицами, в которых плотность смещенных атомов велика и потому велика вероятность рекомбинации. В то же время легкие ионы ( $M_i \ll M_a$ ) передают первичным смещенным атомам сравнительно небольшую энергию  $E \sim E_a$ .

В этом случае каскад столкновений не образуется, а создаются лишь единичные смещенные атомы вдоль трека иона. Вероятность «выживания» точечных дефектов, созданных таким образом, значительно больше.

Представляет интерес также пространственное распределение дефектов, создаваемых бомбардирующими ионами, которое совпадает с распределением энергии, выделенной при упругих столкновениях. Теоретически этот вопрос исследуется (см. [9]) с помощью функции распределения  $F_D(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ , которая представляет собой плотность энергии, выделенной при упругих столкновениях в точке  $\mathbf{r}$ , в результате каскада инициированного частицей, начинающей свое движение в точке  $\mathbf{r}=0$  со скоростью  $\mathbf{v}$ .

Если налетающий ион идентичен атомам мишени, то функция распределения  $F_D(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  удовлетворяет уравнению

$$-\frac{\mathbf{v}}{|\mathbf{v}|} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} F_D = N S_e \frac{\partial F_D}{\partial E} + N \int d\sigma [F_D(\mathbf{v}) - F_D(\mathbf{v}') - F_D(\mathbf{v}'')], \quad (18)$$

где  $\mathbf{v}'$ ,  $\mathbf{v}''$  — скорости первого и второго (вначале неподвижного) атомов после столкновения соответственно;  $d\sigma$  содержит помимо дифференциального сечения также  $\delta$ -функцию, связывающую  $\mathbf{v}$ ,  $\mathbf{v}'$  и  $\mathbf{v}''$  в соответствии с законами сохранения.

Если же ион, инициирующий каскад отличается от атомов мишени, то приходится вводить две функции распределения  $F_{Di}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  для каскада, инициированного ионом, и  $F_{Da}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  — для каскада, инициированного атомом мишени.  $F_{Da}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  удовлетворяет уравнению (18), а  $F_{Di}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  — уравнению, аналогичному (18), в котором однако, последний член подинтегрального выражения заменен на  $F_{Da}(\mathbf{r}, \mathbf{v}'')$ . В этом случае приходится решать систему из двух уравнений. Если же мишень состоит из  $k$  различных видов атомов, то приходится вводить  $(k+1)$  функцию распределения и решать систему  $(k+1)$  уравнений.

Функции  $F_{Di}$  и  $F_{Da}$  нормированы так, что

$$\int d\mathbf{r} (F_{Di} + F_{Da}) = E^*. \quad (19)$$

Решение уравнений для функций распределения  $F_D(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  обычно проводится методом моментов, аналогично тому как это делается для функций распределения остановившихся ионов. Качественно распределение дефектов похоже на распределение внедренных ионов. Средняя глубина проникновения ионов  $\langle z \rangle$  оказывается больше, чем средняя глубина залегания дефектов  $\langle z \rangle_D$ , причем различие тем больше, чем больше

отношение масс  $M_i/M_a$ . Это связано с тем, что ион в конце пробега, имея еще энергию, достаточную для движения, уже не может создавать дефекты. Ширины распределения дефектов  $\sqrt{\langle \Delta z^2 \rangle_D}$  и  $\sqrt{\langle y^2 \rangle_D}$  для легких ионов ( $M_i \ll M_a$ ) меньше, чем ширины распределения внедренных ионов  $\sqrt{\langle \Delta z^2 \rangle}$  и  $\sqrt{\langle y^2 \rangle}$ ; для равных масс ( $M_i = M_a$ )  $\sqrt{\langle \Delta z^2 \rangle_D} \approx \sqrt{\langle \Delta z^2 \rangle}$  и  $\sqrt{\langle y^2 \rangle_D} \approx \sqrt{\langle y^2 \rangle}$ , а для тяжелых ионов ( $M_i \gg M_a$ )  $\sqrt{\langle \Delta z^2 \rangle_D} > \sqrt{\langle \Delta z^2 \rangle}$ ,  $\sqrt{\langle y^2 \rangle_D} > \sqrt{\langle y^2 \rangle}$ .

Решение уравнений типа (18) дает распределение дефектов, усредненное по многим каскадам. Размеры каждого единичного каскада оказывается меньше, чем размеры распределения, усредненного по многим каскадам. Если обозначить среднеквадратичные размеры единичного каскада  $\langle \Delta z^2 \rangle_{D1}$  и  $\langle y^2 \rangle_{D1}$ , то отношения  $\delta_z = \frac{\langle \Delta z^2 \rangle_{D1}}{\langle \Delta z^2 \rangle_D}$  и  $\delta_y = \frac{\langle y^2 \rangle_{D1}}{\langle y^2 \rangle_D}$  приблизительно равны между собой и меняются в зависимости от соотношения масс  $M_i/M_a$  от  $\delta_z \approx \delta_y \approx 0,9$  при  $\frac{M_i}{M_a} = 10$  до  $\delta_z \approx \delta_y \approx 0,275$  при  $\frac{M_i}{M_a} = 0,1$ . Малые относительные размеры единичных каскадов, создаваемых легкими ионами обусловлены тем, что длина пробега смещенных ими атомов значительно меньше длины пробега ионов, а ионы сильно рассеиваются и повторяемость конфигураций каскадов мала. Отметим, что для легких ионов, которые создают в основном одиночные дефекты, лучше говорить о размере области дефектов, а не о размере каскада. В этом случае  $\delta_z$  и  $\delta_y$  характеризуют размер области дефектов, созданной единичным ионом.

Профили распределения дефектов в настоящее время измеряются экспериментально с разрешением по глубине в лучших установках  $\sim 100$  А. Однако большинство методов позволяют исследовать только монокристаллы. Основные методы исследования поверхностных слоев следующие [11]: 1) метод обратного рассеяния каналированных частиц; 2) метод дифракции медленных электронов, падающих под скользящими углами к поверхности кристалла; 3) измерение электрических свойств поверхностных слоев полупроводниковых кристаллов. Имеющиеся теоретические расчеты распределения дефектов, созданных ионами с энергиями  $> 1$  кэВ достаточно хорошо согласуются с экспериментами.

#### 4. ОТРАЖЕНИЕ ИОНОВ ОТ ПОВЕРХНОСТИ И ЗАРЯДОВЫЙ СОСТАВ ОТРАЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Ионы, падающие на поверхность твердого тела либо останавливаются внутри мишени, либо испытав ряд столкновений с атомами, выходят из мишени. Последний процесс называют



отражением ионов от поверхности. Основная и наиболее важная для термоядерных работ характеристика отражения — коэффициент отражения  $R$ , определяемый как отношение полного числа отраженных частиц к числу ионов, упавших на поверхность. Вводят также коэффициент отражения энергии  $R_E$ , равный отношению суммы кинетических энергий всех отраженных частиц к кинетической энергии падающих ионов. Средняя энергия отраженных частиц равна

$$\bar{E} = \frac{R_E}{R}. \quad (20)$$

Коэффициенты  $R$  и  $R_E$  зависят от энергии  $E_0$  и угла падения  $\theta_0$  (отсчитываемого от нормали к поверхности) ионов, а также от атомных номеров  $Z_i$  и  $Z_a$  и массы  $M_i$  и  $M_a$  ионов и атомов мишени.

Исследуется также дифференциальный коэффициент отражения ионов  $R(E, \vartheta, \varphi, E_0, \theta_0)$ , где  $R(E, \vartheta, \varphi, E_0, \theta_0) dE d\vartheta d\varphi$  представляет собой отношение числа частиц, отраженных в фазовый объем  $dE d\vartheta d\varphi$  в направлении с полярным  $\vartheta$  и азимутальным  $\varphi$  углами и с энергией  $E$  к числу ионов, падающих в плоскости  $\varphi=0$ , под углом  $\theta_0$ , с энергией  $E_0$ .

Экспериментально анализируются, как правило, только частицы, отраженные в заряженном состоянии. При этом для измерения интегральных коэффициентов отражения используется метод задерживающих потенциалов, а для определения дифференциальных коэффициентов электрические и магнитные анализаторы, которые подробно описаны в обзорах [14]. Для измерения коэффициента отражения энергии  $R_E$  используется калориметрический метод. А для анализа отраженных нейтральных частиц применяется либо обдирочная камера (при  $E \geq 150$  эВ), либо метод пролетного времени (при малых энергиях  $E$ ).

Теоретически отражение ионов рассматривается на основе кинетического уравнения (13), но при этом делаются различные упрощающие предположения. Для достаточно быстрых частиц, падающих на поверхность нормально ( $\theta_0 \approx 0$ ), когда коэффициент отражения  $R$  мал, распределение остановившихся ионов  $F(z, E_0)$  находится для безграничной среды. Наличие поверхности учитывается лишь в начальном условии; ионы начинают свое движение в плоскости  $z=0$ . При этом коэффициент отражения  $R$  равен

$$R = \int_{-\infty}^0 F(z, E_0) dz. \quad (21)$$

Аналогичным образом находят коэффициент отражения энергии

$$R_E = \int_{-\infty}^0 F_D(z, E_0) dz, \quad (22)$$

где  $F_D(z; E)$  — профиль распределения выделенной энергии (в данном случае всей выделенной энергии, а не только выделенной при упругих столкновениях).

Выражения (21) и (22) занижают значения  $R$  и  $R_E$  поскольку в такой постановке задачи частицы могут несколько раз пересекать поверхность мишени. Поправки к выражениям (21) и (22), учитывающие наличие границы твердого тела, оказываются порядка  $\sim R^2$ .

При скользящем падении ионов на поверхность ( $\cos \theta_0 \ll 1$ ) и опять-таки при больших энергиях используется тот факт, что ионы испытывают в основном столкновения с малой потерей энергии. При этом потерю энергии в упругих столкновениях можно так же, как и неупругие потери описывать непрерывной тормозящей силой, а изменение направления скорости ионов рассматривать как диффузию в пространстве углов  $\theta, \varphi$ . В таком приближении удалось найти не только интегральный коэффициент отражения  $R$ , но и полный дифференциальный коэффициент  $R(E, \theta, \varphi, E_0, \theta_0)$ , который имеет, однако, весьма гро-

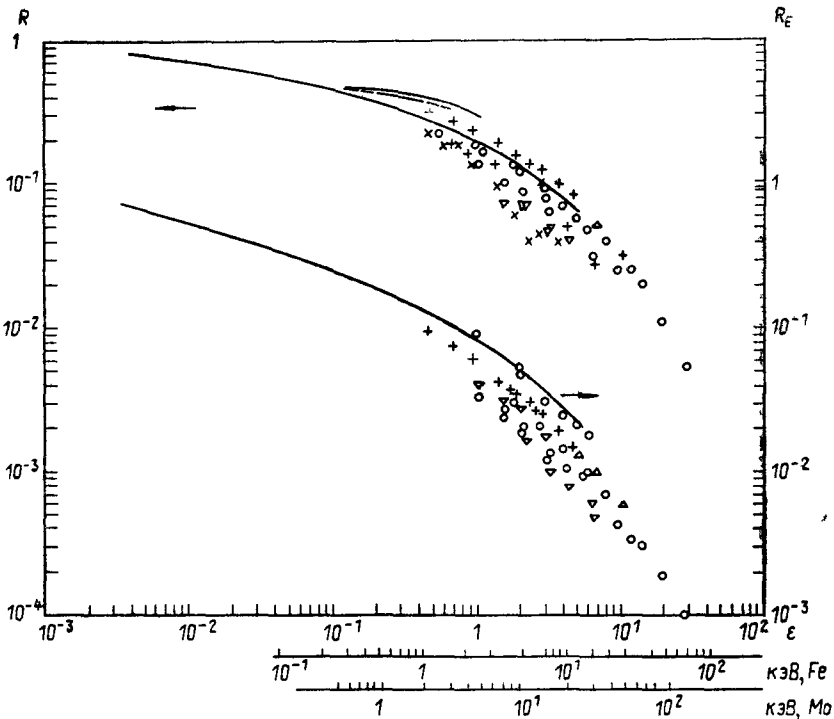


Рис. 4. Коэффициенты отражения частиц  $R$  (шкала слева) и энергии  $R_E$  (шкала справа) как функции безразмерной энергии  $\epsilon$  [25]

моздкое выражение. Подробнее теоретические работы по отражению ионов описаны в обзоре [9].

Все аналитические теории отражения, а также эксперимент достаточно надежны при энергиях ионов  $E_0 \geq 1$  кэВ. При меньших энергиях наибольшую информацию дали численные расчеты отдельных траекторий ионов, вычисленные методом Монте—Карло. В итоге к настоящему времени имеется достаточно полная картина основных закономерностей отражения ионов при энергиях ионов  $E_0 \geq 100$  эВ.

Энергетическая зависимость интегральных коэффициентов отражения  $R$  и  $R_E$  достаточно хорошо описывается некоторой универсальной функцией от безразмерной энергии  $\varepsilon$ . На рис. 4 даны зависимости  $R(\varepsilon)$  и  $R_E(\varepsilon)$  для протонов, падающих нормально ( $\theta_0 = 0$ ) на различные мишени. Приведены также шкалы абсолютной энергии для железной и молибденовой мишеней. Для железной мишени при энергии  $E_0 = 1$  кэВ  $R \approx 0,3$ , а  $R_E \approx 0,1$ , т. е. средняя энергия отраженных частиц составляет  $\bar{E} \approx 0,3 E_0$ . С увеличением энергии отношение  $\bar{E}/E_0$  убывает.

При заданной энергии с увеличением массы мишени уменьшается безразмерная энергия  $\varepsilon$ , а коэффициенты  $R$  и  $R_E$  растут. Коэффициенты отражения  $R$  и  $R_E$  для других ионов также «укладываются» на те же зависимости  $R(\varepsilon)$  и  $R_E(\varepsilon)$ , нужно лишь помнить, что с увеличением массы иона убывает безразмерная энергия  $\varepsilon$  (см. формулу (5)).

Коэффициенты отражения  $R$  и  $R_E$  растут с ростом угла падения ионов  $\theta_0$ , причем приближенно зависимости  $R(\theta_0)$  и  $R_E(\theta_0)$  можно представить в виде

$$R(\theta_0) = R(0) + b(1 - \cos \theta_0)^\beta. \quad (23)$$

Коэффициенты  $\beta$  и  $b$  меняются для разных мишеней в пределах  $0,2 \leq b \leq 0,6$ ,  $1 \leq \beta \leq 2,6$ .

Для оценок можно использовать также простую эмпирическую формулу для энергетической зависимости коэффициентов отражения  $R$  и  $R_E$  при  $\theta_0 = 0$  от безразмерной энергии

$$R, R_E = a\varepsilon^{-\alpha}, \quad (24)$$

для  $R(\varepsilon)$   $0,1 \leq a \leq 0,2$ ,  $0,3 \leq \alpha \leq 0,4$ , а для  $R_E(\varepsilon)$   $0,04 \leq a \leq 0,1$ ,  $0,35 \leq \alpha \leq 0,45$ .

Энергетический спектр отраженных легких ионов ( $H^+$ ,  $D^+$ ,  $He^+$ ) представляет собой куполообразную кривую, максимум которой смещается в область меньших значений  $E/E_0$  с ростом энергии ионов (как показано на рис. 5), а также при переходе к более легким мишеням. Причем для частиц, выходящих из мишени вблизи нормали к поверхности ( $\theta \ll 1$ ) купол кривой энергетического спектра более крутой, чем для частиц, выходящих из мишени под скользящими углами к поверхности ( $\theta \approx \pi/2$ ).

При увеличении угла падения ионов  $\theta_0$  максимум энергетического

ческого спектра отраженных легких ионов смещается в сторону больших энергий.

Энергетический спектр более тяжелых ионов (начиная с He) с энергией от нескольких кэВ до сотен кэВ, рассеянных на определенный угол, содержат острый пик, который обычно накладывается на куполообразную часть спектра (см. рис. 6). Причем

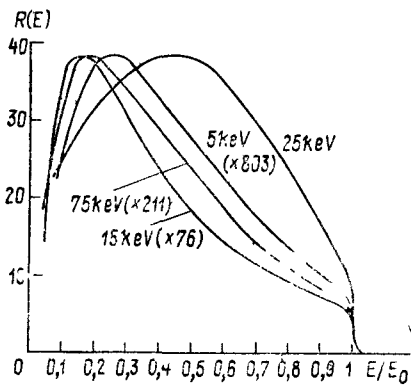


Рис. 5. Энергетические спектры отраженных частиц (нейтралов + положительных и отрицательных ионов) для протонов, падающих нормально на поверхность с энергиями: 2,5 кэВ, 5 кэВ; 7,5 кэВ; 15 кэВ.  $R(E)$  — нормированная интенсивность (произв. ед.) [26]

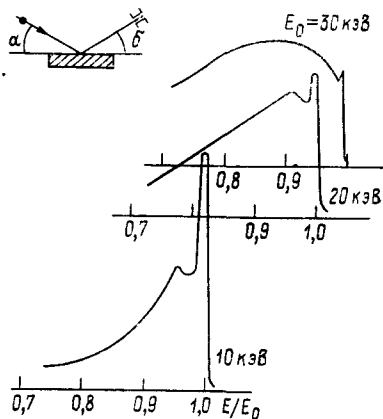


Рис. 6. Энергетические спектры отраженных ионов  $He^+$ ,  $\alpha = 20^\circ$ ,  $\delta = 20^\circ$  [14]

относительная интенсивность пика растет, а куполообразная часть спектра уменьшается при увеличении массы иона и уменьшении его энергии. Этот пик соответствует однократному рассеянию иона на поверхностном атоме мишени. Энергия, соответствующая положению пика, определяется законами сохранения энергии и импульса при столкновении двух частиц. Если на поверхности имеются примеси, то спектр может содержать несколько пиков, соответствующих рассеянию на атомах примеси. Это позволяет использовать рассеяние ионов средних энергий для диагностики поверхности.

Распределение отраженных частиц по углу вылета  $\vartheta$ , отсчитываемому от нормали к поверхности, в случае нормального падения ионов,  $\theta_0 = 0$ , близко к закону  $R(\vartheta) \sim \sin 2\vartheta$ . В случае наклонного падения угловое распределение имеет максимум при угле зеркального отражения  $\vartheta = -\theta_0$  и при  $\cos \theta_0 \ll 1$  описывается функцией

$$R(\vartheta) \sim \left[ \left( \frac{\cos \vartheta}{\cos \theta_0} \right)^{\nu} + \left( \frac{\cos \theta_0}{\cos \vartheta} \right)^{\nu} \right]^{-1}, \quad (25)$$

где  $v \approx \frac{4}{3} + \frac{3}{2}$ . Распределение отраженных частиц по азимутальному углу  $R(\varphi)$  имеет максимум в плоскости падения, при  $\varphi=0$ , и ширину порядка угла рассеяния ионов  $\pi - (\theta_0 + \varphi)$ .

Теория, расчеты на ЭВМ и эксперимент неплохо согласуются в функциональных зависимостях основных характеристик отражения, однако точность, с которой мы можем рассчитать интересующий нас коэффициент отражения, не велика. Как видно из рис. 4, теоретические и экспериментальные значения коэффициентов  $R$  и  $R_{\text{э}}$ , а также значения этих коэффициентов, полученные разными авторами для различных мишеней отличаются в  $2 \div 3$  раза.

Все сказанное до сих пор об отражении ионов относится ко всем отраженным частицам независимо от их зарядового состояния. Однако судьба частицы, отраженной от 1-ой стенки реактора-токамака, существенно зависит от того, заряжена эта частица или нейтральна. Отраженный от стенки нейтральный атом D или T движется в плазму поперек магнитного поля до тех пор, пока он либо не ионизируется, скорее всего электронным ударом, либо не перезарядится в результате столкновения с быстрым ионом. Образовавшийся в последнем процессе быстрый нейтральный атом может попасть опять на стенку. Если же отраженная частица заряжена, то она оказывается «замагничена» и может быть отведена вдоль магнитной силовой линии в диверторы. Вопрос о зарядовом состоянии важен и для распыляемых частиц.

Зарядовое состояние атомной частицы, вылетающей из твердого тела, определяется, во-первых, ее состоянием внутри твердого тела, а во-вторых, процессами, происходящими при пересечении частицей границы твердого тела. Протон (а также дейтрон и тритон), находящийся внутри металла оказывается сильно заэкранирован электронами проводимости, в результате чего ширина потенциальной ямы электрона в поле протона оказывается недостаточной для образования уровня связанного состояния. Таким образом, протон внутри металла находится всегда в виде иона, а его нейтрализация возможна вблизи поверхности, где, с одной стороны, уже появляется связанное состояние электрона в поле протона, а с другой стороны электроны металла могут еще попасть на это связанное состояние. Нейтрализация происходит либо в результате резонансных процессов, если уровень электрона в атоме совпадает с уровнем электрона в металле, либо в результате Оже-процесса, при котором электрон с поверхности Ферми металла переходит на более низкий уровень в атоме, а избыточная энергия передается другому электрону. Сброс избыточной энергии излучением фотона оказывается менее вероятен. Расчет всех этих процессов нейтрализации сильно осложняется искажением электронных термов атома вблизи поверхности, а также электронной струк-

туры металла при наличии атома вблизи его поверхности. Тем не менее очевидна качественная зависимость вероятности нейтрализации от скорости иона. Чем больше скорость, тем меньше время пролета слоя вблизи поверхности, где возможна нейтрализация, и тем меньше вероятность нейтрализации. Это в действительности подтверждается экспериментально. На рис. 7 показана зависимость доли ионов водорода от энергии вылетающей частицы  $E$ . Доля положительных ионов  $J^+/J_{\text{полн}}$  монотонно растет с ростом энергии.

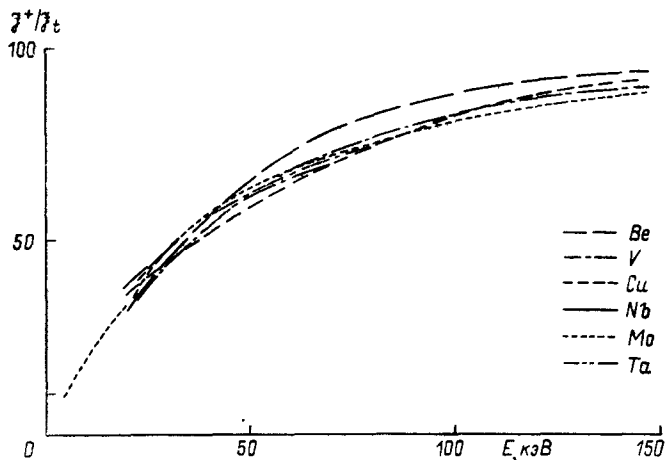


Рис. 7. Зависимость доли положительных ионов водорода, отраженных от поверхности различных мишеней от энергии вылетающих частиц [27]

При энергии вылета  $E \geq 5$  кэВ  $J^+/J_{\text{полн}}$  практически не зависит от материала мишени, от угла вылета  $\phi$  и от первоначальной энергии частицы  $E_0$ . При  $E \leq 5$  кэВ угол вылета  $\phi$  и материал мишени влияют на величину  $J^+/J_{\text{полн}}$ , причем основной характеристикой мишени, определяющей  $J^+/J_{\text{полн}}$ , является работа выхода  $\phi$ . Чем меньше  $\phi$ , тем больше при прочих равных условиях  $J^+/J_{\text{полн}}$ . Влияние угла вылета проявляется в том, что при малых энергиях  $J^+/J_{\text{полн}}$  зависит от  $E_{\perp} = E \cos^2 \phi$ , а не от полной энергии вылета  $E$ .

Фракция отрицательных ионов водорода имеет максимум при энергии вылета  $E \sim 1$  кэВ.

В случае тяжелых атомных частиц их зарядовое состояние внутри твердого тела определяется столкновениями иона с атомами мишени, в результате которых может произойти ионизация внутренних оболочек иона. Затем Оже-процесс заполняет вакансию во внутренних оболочках. Это приводит к тому, что наряду с общей закономерностью — ростом доли ионов  $J^+/J_{\text{полн}}$  с увеличением энергии вылета  $E$  — наблюдаются особенности, связанные с траекторией иона. Так, например, в пике энергии

ческого спектра отраженных ионов, обусловленном однократным рассеянием, доля положительных ионов значительно больше, чем в соседних участках спектра. Наблюдается также зависимость  $I^+/I_{\text{полн}}$  от потенциала ионизации иона  $I$ . При уменьшении  $I$  доля  $I^+/I_{\text{полн}}$  растет. Ионы щелочных металлов, обладающих наименьшим потенциалом ионизации отражаются практически всегда в виде ионов.

Резюмируя краткий обзор зарядового состояния атомных частиц, вылетающих из твердого тела, следует сказать, что в термоядерном реакторе практически все распыленные атомы и большая часть отраженных ионов D и T (как при взаимодействии с первой стенкой, так и в диверторе) вылетают в нейтральном состоянии. В то же время  $\alpha$ -частицы, имеющие энергию 3,5 МэВ, а также пучки атомов D, инжектируемые в реактор с энергией  $\sim 100$  кэВ, отражаются в основном в виде положительных ионов.

### 5. ВЫДЕЛЕНИЕ ГАЗОВ, ВНЕДРЕННЫХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МАТЕРИАЛОВ УСКОРЕННЫМИ ИОНАМИ

Распределение остановившихся ионов по глубине, о котором говорилось в п. 3, на самом деле реализуется лишь при малых дозах облучения и низких температурах, когда можно пренебречь подвижностью внедренных атомов. При этих условиях в мишень захватываются все ионы за исключением тех, которые отражаются, не успев остановиться. Когда же доза облучения достигает некоторого значения  $\Phi_n$ , то количество внедренных атомов практически выходит на насыщение (см. рис. 8). Доза насыщения  $\Phi_n$  зависит от температуры  $T_{\text{обл}}$  мишени и энергии ионов. При типичных условиях для водорода и гелия  $\Phi_n \approx 10^{16} \div 10^{18}$  см<sup>-2</sup>.

Выделение внедряемого газа при  $\Phi > \Phi_n$  определяется в основном его диффузией и десорбцией с поверхности. Причем, если газ не заперт внутри твердого тела каким-либо поверхностным барьером, то основная доля внедренного газа выделяется через переднюю поверхность, т. е. через ту, через которую происходит внедрение. Это обусловлено тем, что глубина проникновения ионов много меньше толщины мишени и градиент концентрации газа, а следовательно, и диффузионный поток на переднюю поверхность оказывается значительно больше, чем на обратную поверхность.

Процесс выделения газа, однако, сильно осложняется рядом обстоятельств, связанных с бомбардировкой поверхности ионами. С одной стороны, радиационные дефекты, в первую очередь вакансии, способствуют образованию неподвижных комплексов, связывающих газовые атомы и затрудняющие их выделение. Та-

кие комплексы, разрастаясь, превращаются в мелкие газовые пузырьки. С другой стороны, радиационно стимулированная диффузия ускоряет процесс миграции газовых атомов. Существует несколько механизмов радиационно-стимулированной диффузии. Диффузию крупных примесных атомов, занимающих узлы кристаллической решетки, ускоряют вакансии, которые, подходя к примесному атому, дают ему возможность переместиться в соседнее положение, что энергетически значительно легче, чем обмен местами с соседним атомом.

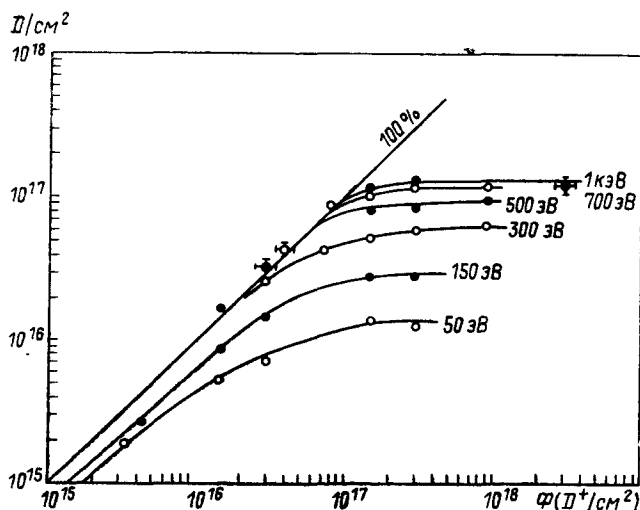


Рис. 8. Зависимость числа захваченных в графитовую мишень атомов дейтерия от дозы облучения  $\Phi$  ( $\text{D}^+/\text{см}^2$ ) при разных энергиях бомбардирующих ионов [28]

Легкие атомы, например, изотопы водорода и гелия, в свободном состоянии находятся в междуузельном положении и, мигрируя, должны преодолевать некоторый потенциальный барьер, отделяющий соседние, энергетически наиболее выгодные, положения в междуузельном пространстве. В то же время собственные междуузельные атомы чрезвычайно подвижны, поскольку их перемещение в соседнее положение происходит в результате смещения некоторого коллектива атомов, которые как бы раздвигаются, пропуская мигрирующий междуузельный атом. Поэтому комплексы изотопов водорода с собственными междуузельными атомами оказываются также чрезвычайно подвижны. Коэффициент диффузии в твердом теле выражается в виде  $D = D_0 \exp(-\frac{U}{T})$ ,  $U$  — энергия активации, равная высоте энергетического барьера, который необходимо преодолеть для



перемещения в соседнее положение.  $T$  — температура в энергетических единицах.  $D_0 \sim a^2\nu$ , где  $a \approx 3 \cdot 10^{-8}$  см — межатомное расстояние, а  $\nu \approx 10^{13}$  с<sup>-1</sup> — частота колебаний атомов в кристалле. Например, энергия активации диффузии свободного водорода в молибдене равна  $U=0,8$  эВ, а энергия активации комплекса атом  $H+$  междоузельный атом  $Mo$  —  $U=0,41$  эВ.

Кроме упомянутого воздействия облучения на процесс выделения газа, следует отметить процессы прямого смещения внедренных атомов газа бомбардирующими ионами или энергичными смещенными атомами в каскаде столкновений. Это приводит, во-первых, к ускорению миграции свободных атомов газа, а во-вторых, к освобождению атомов из неподвижных комплексов — ловушек.

При больших дозах следует учитывать также движение поверхности мишени за счет распыления со скоростью  $v = jS/N$ , где  $j$  — плотность потока распыляющих ионов,  $S$  — коэффициент распыления (см. п. 6),  $N$  — число атомов в единице объема мишени.

Сложность и многочисленность перечисленных процессов допускает теоретическое описание выделения газа лишь с помощью упрощенных моделей. Основой этих моделей являются диффузионные уравнения. Захват атомов газа в ловушки, а также диффузия в подвижных комплексах описываются введением нескольких компонент атомов газа. Например, компонента свободных атомов, компонента в подвижных комплексах с междоузельными атомами и т. д. Учитывается переход атомов из одной компоненты в другую.

Важное значение для процесса выделения газа имеют граничные условия на поверхности образца. Для чистой поверхности скорость десорбции газа, определяемая потоком атомов с поверхности [15]

$$q \propto c \sqrt{T} \exp\left(\frac{H}{T}\right) \text{ — для одноатомного газа,} \quad (26)$$

$$q \propto c^2 \sqrt{T} \exp\left(\frac{H}{T}\right) \text{ — для двухатомного газа,}$$

где  $c$  — концентрация атомов газа в твердом теле вблизи поверхности,  $H$  — энергия растворения атома газа в материале образца. Для двухатомного газа концентрация  $c$  в выражении для  $q$  входит в квадрате, поскольку атомы могут десорбировать лишь объединившись в молекулу, а вероятность этого события пропорциональна квадрату концентрации  $c^2$ . Энергия растворения может быть положительной ( $H > 0$ ), в этом случае при равновесии с газовой фазой в материале растворяется малое количество газа. Если же энергия растворения отрицательна ( $H < 0$ ), то в равновесных условиях материал растворяет большое количество газа. Подчеркнем, однако, что при взаимодействии с

плазмой в большинстве случаев концентрация газа при насыщении (при  $\Phi > \Phi_H$ ) намного превышает концентрации, достижимые при равновесии с газовой фазой. Однако энергия растворения играет существенную роль в скорости десорбции газа с поверхности. Гелий не растворим, т. е. имеет большую ( $\sim 3$  эВ) положительную величину  $H$ , практически во всех материалах. Водород не растворим ( $H > 0$ ) в таких металлах как Al, Mo, W, Cu, Cr, а также в нержавеющих сталях. В то же время водород хорошо растворим ( $H < 0$ ) в Ti, Zr, V, Ta, Ge. На рис. 9 даны схемы энергетических положений внедренных атомов газа в металлах по отношению к энергии в вакууме. Показана также величина энергетического барьера  $U$  миграции атомов в твердом теле.

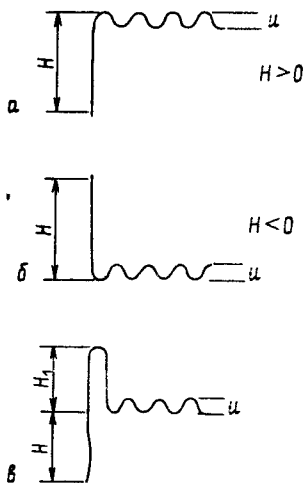


Рис. 9. Схемы энергетических положений внедренных атомов в металлах:

а — плохая растворимость,  $H > 0$ ; б — хорошая растворимость,  $H < 0$ ; в — пассивированная поверхность с высотой потенциального барьера  $H_1 > 0$ ;  $U$  — энергия активации диффузии

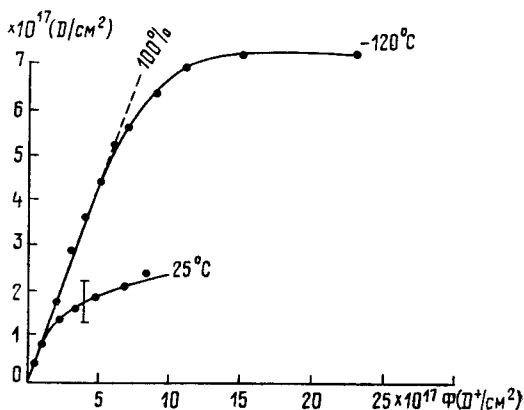


Рис. 10. Зависимость количества внедренных в нержавеющую сталь атомов дейтерия от дозы облучения  $\Phi(D^+/cm^2)$  при разных температурах мишени во время облучения.  $E_0 = 7$  кэВ [29]

Рис. 9а соответствует  $H > 0$ , рис. 9б —  $H < 0$ , рис. 9в — соответствует пассивированной поверхности материала с  $H_1 > 0$ .

Пассивация, т. е. покрытие поверхности пленкой, толщина которой может составлять всего один атомный слой, радикально меняет скорость десорбции [16]. Например, в случае, представленном на рис. 9в, в выражение (26) для скорости десорбции  $q$  войдет вместо энергии растворения  $H$ , высота энергетического барьера пассивирующего слоя  $H_1$ , причем со знаком «—». Пассивирующим покрытием для металлов может служить слой

окислов, либо специальные покрытия, например, пленка алюминия. Для того, чтобы сделать стенку непроницаемой для изотопов водорода, можно пассивировать обратную сторону стенки. При этом водород, продиффундировавший сквозь стенку, будет заперт внутри материала барьером пассивирующего слоя, концентрация водорода в целом внутри стенки возрастает, но все выделение газа будет происходить через переднюю поверхность, которая будет очищаться распылением.

Хотя поведение внедренных газов в твердом теле весьма сложное, расчетные модели всегда по необходимости упрощенные и содержат большое число эмпирических параметров, все же в совокупности с экспериментами они позволяют обрисовать некоторые общие закономерности.

Эксперименты, исследующие поведение внедренных газов, обычно ставятся по двум общим схемам. В одном случае вначале производится внедрение газов либо ионными пучками, либо непосредственно из плазмы напряжением, приложенным к исследуемому образцу. Затем производится отжиг и обезгаживание образца в определенном температурном режиме и регистрируется количество выделившегося газа и скорость его выделения.

В других экспериментах исследуется проникаемость образца. Для этого производится внедрение газа с одной стороны образца, а количество выделяющегося газа регистрируется с другой стороны образца. Экспоненциальная зависимость коэффициентов диффузии и скорости десорбции позволяет определять соответствующие энергии активации ( $U$ ,  $H$ ,  $H_1$  и т. п.), откладывая скорости газовой выделенности в логарифмической шкале в зависимости от обратной температуры  $1/T$ .

После того как мы описали процессы, управляющие поведением внедренных газов, и перечислили методы их исследования, приведем основные данные о внедренных газах. При дозах больше дозы насыщения  $\Phi > \Phi_n$  в приповерхностном слое мишени толщиной  $\sim (\langle z \rangle + \sqrt{\langle \Delta z^2 \rangle})$  концентрация внедренного водорода или гелия достигает значений  $c \approx 10^{22} \div 10^{23}$  ат/см<sup>3</sup>, т. е. на один атом исходного материала образца приходится примерно один атом газа. В материалах, где газ плохо растворим, атомы газа в этом слое скапливаются в пузырьках. В материалах с хорошей растворимостью газа обычно образуются твердые растворы, а при больших концентрациях газа — химические соединения, например, гидриды (TiH, TiH<sub>2</sub> и т. п.). Таким образом, большая часть газа оказывается, по существу, связанной. Однако небольшая часть газа может диффундировать (в свободном состоянии или в подвижных комплексах) в глубь образца вплоть до его обратной поверхности. Но диффузионный поток газа в глубь образца во много раз или даже на порядки меньше, чем поток ионов на поверхность. Поэтому кривая зависимости количества за-

хваченного в образец газа от дозы облучения практически выходит на насыщение (см. рис. 8), когда концентрация газа в слое толщиной  $\langle z \rangle + \sqrt{\langle \Delta z^2 \rangle}$  достигнет своего предела ( $c \sim 10^{22} \div 10^{23}$  ат/см<sup>3</sup>). Поскольку толщина слоя  $\langle z \rangle + \sqrt{\langle \Delta z^2 \rangle}$  растет с ростом энергии ионов  $E_0$ , то доза насыщения  $\Phi_n$  и количество внедренного при насыщении газа также растут с ростом энергии  $E_0$ , как показано на рис. 8. В то же время при увеличении температуры мишени  $T$  во время облучения доза насыщения  $\Phi_n$  уменьшается (см. рис. 10), что обусловлено ускорением процессов газовой выделения и снижением концентрации газа внутри приповерхностного слоя.  $\Phi_n$  растет также с ростом плотности тока  $j$  внедряемых ионов.

Хотя диффузионный поток газа в глубь образца и мал по сравнению с потоком ионов на поверхность, он определяет концентрацию газа, которая устанавливается в объеме образца. Равновесная (имеется в виду равновесие с пучком ионов) концентрация газа во всем образце устанавливается при дозах на несколько порядков больше, чем доза насыщения  $\Phi_n$ . Естественно, что насыщение газом всего объема образца не видно в масштабе рис. 8. Равновесная концентрация в объеме образца сильно зависит от скорости десорбции с обеих поверхностей образца. Для материалов с плохой растворимостью и с чистыми поверхностями концентрация газа в образце достигает значений  $c = 10^{15} - 10^{19}$  ат/см<sup>3</sup>, а поток атомов через стенку составляет  $10^{12} \div 10^{15}$  ат/см<sup>2</sup>·с в зависимости от температуры.

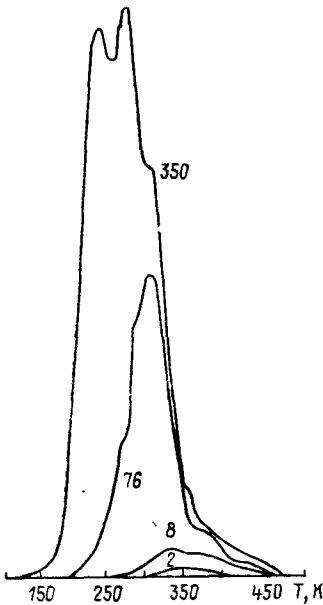


Рис. 11. Зависимость скорости выделения дейтерия из никеля (в произвольных единицах) от температуры  $T$  отжига при линейном увеличении  $T$  со временем. На кривых указаны дозы (в  $10^{16}$  ион/см<sup>2</sup>) облучения.  $E_0 = 18$  кэВ [30]

Заметим, что эти значения  $c$  могут намного превышать концентрации, достижимые при насыщении образца из газовой фазы. В материалах с хорошей растворимостью водорода его концентрация во всем объеме может достигать значений  $c = 10^{22} \div 10^{23}$  ат/см<sup>3</sup>. При этом, как правило, образуются гидриды. При наличии пассивирующих поверхностей с высоким энергетическим барьером большая концентрация газа может быть достигнута и в материалах с плохой растворимостью. Однако следует ожидать, что поверхность, подверженная облучению ионов в результате

распыления, будет очищаться от пассивирующего покрытия и это будет способствовать выделению газа и уменьшению его концентрации в объеме. Если после внедрения в образец газа проводить отжиг, то естественно, что чем выше температура образца, тем больше скорость выделения газа. Однако, если во время отжига увеличивать температуру линейно со временем, то оказывается, что выделение газа происходит в определенном температурном интервале, см., например, рис. 11. Причем, чем больше внедрено газа, тем шире этот интервал. Кривая зависимости скорости выделения газа от температуры имеет ряд максимумов, или, лучше сказать, может быть представлена как сумма нескольких кривых с максимумами. Каждому максимуму соответствует какой-нибудь процесс, например, диффузия из слоя толщиной  $\langle z \rangle + \sqrt{\langle \Delta z^2 \rangle}$ , десорбция с поверхности или освобождение из ловушек.

В заключении этого параграфа следует сказать, что в настоящее время достигнут определенный уровень понимания поведения внедренных газов. Однако проблема газопроницаемости стенок термоядерного реактора еще ждет своего решения.

## 6. РАСПЫЛЕНИЕ

Распылением называют разрушение материалов ускоренными ионами, которое происходит в результате выбивания атомных или реже молекулярных частиц. Основной характеристикой распыления является коэффициент распыления  $S$ , определяемый как отношение числа распыленных атомов мишени к числу падающих ионов. Коэффициент распыления зависит от вида ( $Z_i M_i$ ), энергии  $E_0$  и угла падения  $\theta_0$  ионов, а также от материала и температуры мишени.

Угловое распределение  $S(\theta, \varphi)$  и энергетические спектры распыленных атомов являются также важными характеристиками распыления.

Здесь мы изложим основные и наиболее важные для термоядерных исследований закономерности распыления и теоретические представления об этом процессе. Экспериментальные методы исследования мы лишь перечислим для общего ознакомления. Более подробно экспериментальные исследования представлены в книге [17], теория распыления — в обзорах [18, 9], а конкретные данные о коэффициентах распыления различных материалов легкими ионами собраны в [19]. Там же даются достаточно полные литературные ссылки.

Для экспериментального измерения коэффициента распыления исследуемый образец облучается при контролируемых условиях такой дозой, чтобы число распыленных атомов в мишени могло быть зарегистрировано с нужной точностью.

Измерение числа распыленных атомов производится различными способами. Во-первых, по самой мишени, которая исследуется до и после облучения; во-вторых — по осадку распыленных атомов на каком-либо экране, и в-третьих, с помощью непосредственной регистрации самих распыляемых частиц.

Исследование мишени осуществляется следующими методами.

1. Методом взвешивания. Это абсолютный и наиболее распространенный метод;

2. Методом измерения сопротивлений распыляемых пленок и проволок, которые утоньшаются при распылении;

3. С помощью профилометра, который измеряет высоту ступеньки между распыленной и нераспыленной (прикрытой) частью поверхности;

4. Методом репера из тяжелых ионов, внедряемых на достаточную глубину. С помощью обратного рассеяния быстрых ( $\geq 1$  МэВ) ионов можно измерять глубину, на которой находится репер. В процессе распыления эта глубина уменьшается.

Исследование осадка распыленного вещества сводится к измерению количества этого осадка. Для определения коэффициента распыления этим методом всегда необходима калибровка, поскольку количество осадка зависит от геометрии и других условий эксперимента. Осадок распыленного вещества исследуется следующими методами:

1. Фотометрически, по оптической плотности.

2. Методом радиоактивных изотопов.

3. Методом измерения резонансной частоты кварцевого кристалла, на который осаждается распыленное вещество.

4. Методом измерения толщины пленки с помощью обратного рассеяния быстрых ионов.

5. С помощью испарения осадка и последующего исследования испаренных атомов спектроскопическими методами.

6. Методом интерференции на пленке.

Исследование вылетающих частиц осуществляется спектроскопическими методами и с помощью масс-спектрометров. В первом случае регистрируются возбужденные атомные или молекулярные частицы, а во втором — распыленные в виде ионов. Для регистрации нейтральных невозбужденных атомов их возбуждают или ионизуют электронным ударом, либо с помощью лазера. Все методы исследования вылетающих частиц также требуют калибровки для определения абсолютных величин коэффициентов распыления.

Распределение осадка распыленного вещества дает непосредственную информацию об угловом распределении распыляемых частиц. Импульсная бомбардировка ионами в сочетании со стробоскопическими устройствами позволяет с помощью осадка распыленного вещества измерять энергетические спектры по пролетному времени. Энергетические спектры можно изме-

рять спектроскопическими методами по доплеровскому сдвигу, а также электромагнитными методами, аналогичными тем, которые используются для изучения отраженных частиц.

Наиболее полные и достоверные сведения о распылении, как, впрочем, и о других процессах взаимодействия ионов с твердым телом, получены для энергий ионов  $> 1$  кэВ. В этой области энергий, во-первых, имеются установки с хорошо контролируруемыми условиями облучения, а во-вторых, коэффициенты распыления достаточно велики. Наибольшую сложность для экспериментаторов представляет изучение распыления легкими ионами малых энергий, где коэффициенты распыления составляют  $S \ll 10^{-3} \div 10^{-2}$  ат/ион. Измерение таких малых коэффициентов распыления сложно не только само по себе, но и тем, что предъявляет особые требования к чистоте поверхности, о чем говорилось в п. 1. Кроме того при измерении коэффициентов распыления весовым методом, в условиях, когда вес внедренных атомов меньше или сравним с весом распыленных атомов, необходим специальный контроль за количеством внедренных ионов.

Для нормально падающих ионов ( $\theta_0 = 0$ ) общий характер зависимости коэффициента распыления  $S$  от энергии ионов  $E_0$ , атомных номеров  $Z_i, Z_a$  и масс  $M_i, M_a$  иона и атомов мишени, а также от энергии связи  $U_0$  поверхностных атомов хорошо передается простой эмпирической формулой

$$S = \frac{20}{U_0} z_i^2 z_a^2 \frac{M_i}{M_a} \frac{E_0}{(E_0 + 50 z_i z_a)^2}, \quad (27)$$

где  $U_0$  и  $E_0$  — выражены в эВ, а  $S$  — в атомах/ион.

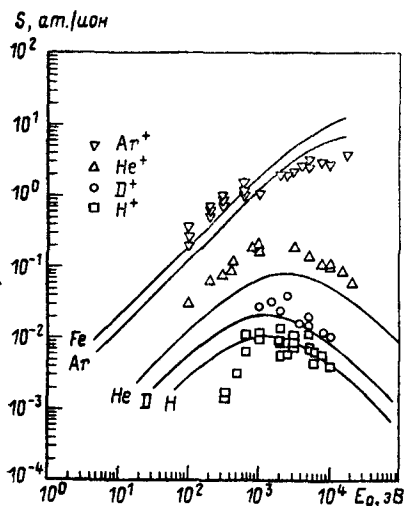


Рис. 12. Зависимость коэффициентов распыления нержавеющей стали разными ионами. Расчет по формуле (27) (кривые) сравнивается с экспериментальными точками [31]

Сравнение экспериментальных данных с расчетами по формуле (27) дано на рис. 12. Максимальных значений коэффициент распыления достигает при энергии  $E_0 = E_m = 50 Z_i Z_a$ . Для легких ионов (H, D, T, He)  $E_m$  составляет  $0,5 \div 10$  кэВ, а  $S(E_m) \sim 10^{-3} \div 10^{-2}$  ат/ион. Для тяжелых ионов максимум  $S(E_0)$  сдвинут в сторону больших энергий, а  $S(E_m)$  достигает значений  $\geq 10$  ат/ион. При больших энергиях  $E_0 \gg 50 Z_i Z_a$  формула (27) дает зависимость  $S \sim 1/E_0$ , однако экспериментальные зависимости  $S(E_0)$  лучше передаются функцией  $S \sim \frac{1}{E_0} \ln E_0$ . При малых энергиях,  $E_0 < 50 Z_i Z_a$  согласно (27),  $S$  линейно растет с ростом  $E_0$ . Это подтверждается экспериментально для тяжелых ионов при энергиях  $100 \text{ эВ} \leq E_0 \leq 500 \text{ эВ}$ , а для легких ионов в меньшем интервале энергий. При меньших энергиях зависимость  $S(E_0)$  нелинейная, и может быть аппроксимирована другой эмпирической формулой

$$S = \frac{11,3 \cdot 10^{-8}}{M_a \lambda^{5/3}} \left( \frac{E_0}{E_n} \right)^{1/4} \left( 1 - \frac{E_n}{E_0} \right)^{7/2}, \quad \lambda = \frac{4M_i M_a}{(M_i + M_a)^2}. \quad (28)$$

Энергия  $E_n$  называется пороговой энергией распыления. Переход от зависимости  $S(E_0)$ , описываемой формулой (28), к зависимости (27) происходит при  $E_0 \approx 20 E_n$ . Хотя некоторые исследователи считают, что абсолютного порога распыления нет, тем не менее  $E_n$  имеет смысл как параметр, входящий в формулу (28), которая хорошо аппроксимирует экспериментальные данные вплоть до значений  $S \approx 10^{-5}$  ат/ион. Поскольку таким малым распылением можно во многих случаях пренебречь, то практически можно пользоваться понятием порога распыления  $E_n$ . Порог распыления зависит от энергии связи поверхностных атомов  $U_0$  и от соотношения масс  $M_i/M_a$ . Эмпирическое соотношение

$$E_n = \frac{U_0}{\lambda(1-\lambda)}, \quad M_i \leq 0,3 M_a, \\ E_n = 8U_0 \left( \frac{M_i}{M_a} \right)^{2,5}, \quad M_i \geq 0,3 M_a \quad (29)$$

удовлетворительно передает зависимости  $E_n(U_0)$  и  $E_n \left( \frac{M_i}{M_a} \right)$  и позволяет оценить значения порога распыления с точностью до фактора  $2 \div 3$ . Зависимость коэффициента распыления от материала мишени проявляется, во-первых, в зависимости от массы  $M_a$  и атомного номера  $Z_a$  мишени, а во-вторых, в зависимости от энергии связи поверхностных атомов  $U_0$ , которая обычно полагается равной энергии сублимации. Поскольку энергия сублимации  $U_0$  имеет периодический характер зависимости от атомного номера  $Z_a$ , то зависимость  $S(Z_a)$  также имеет периодический характер. На рис. 13 показана зависимость коэффициента распыления различных материалов ионами He с энергией 400 эВ от атомного номера атомов мишени  $Z_a$ . Минимальными значениями обладают мишени из атомов с незаполненны-



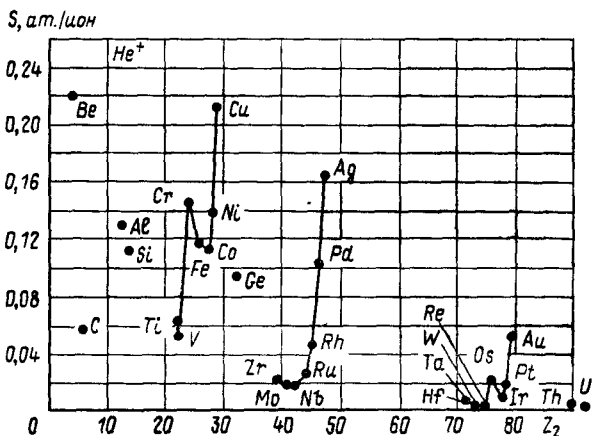


Рис. 13. Зависимость коэффициента распыления от атомного номера распыляемого элемента при облучении ионами гелия с энергией 400 эВ [17]

ми верхними электронными оболочками: С, Ti, V; потом Zr, Mo и Nb затем Ta и W. Максимальные коэффициенты распыления у благородных металлов Cu, Ag, Au. Аналогичная периодическая зависимость наблюдается и при распылении другими ионами и при других энергиях.

В случае распыления сплавов или соединений, состоящих из разных атомов, можно в первом приближении использовать средние значения  $Z_a$  и  $M_a$  в формулах для коэффициентов распыления, а в качестве  $U_0$  брать значения энергии атомизации. Но вообще говоря, значения  $U_0$  могут быть различными для разных компонент сложных соединений. Экспериментально, как правило, обнаруживается преимущественное распыление более легких компонент. Обеднение приповерхностного слоя одной из компонент приводит к диффузии этой компоненты из глубины.

На рис. 14 представлены типичные кривые зависимости коэффициента распыления  $S$  поликристаллов от угла падения иона  $\theta_0$ . При  $\theta_0 \leq 70^\circ$   $S$  растет с ростом  $\theta_0$  прибли-

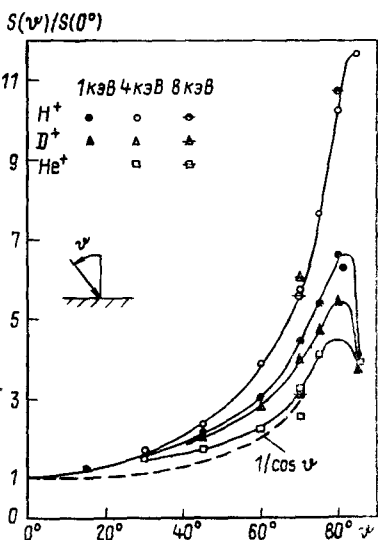


Рис. 14. Приведенный коэффициент распыления никеля как функция угла падения ионов  $H^+$ ,  $D^+$ ,  $He^+$  с энергиями 1 кэВ, 4 кэВ, 8 кэВ [32]

зительно, как

$$S \propto \cos^{-\nu} \theta_0,$$

где  $\nu$  меняется в зависимости от энергии и вида иона в интервале  $1 < \nu < 2$ . При  $\theta_0 \approx 70^\circ \div 80^\circ$   $S(\theta_0)$  достигает максимума и затем убывает с увеличением  $\theta_0$ , что обусловлено отражением ионов от поверхности. В случае монокристалла зависимость  $S(\theta_0)$  — не монотонная: на кривой  $S(\theta_0)$  наблюдаются минимумы, когда пучок ионов ориентирован вдоль плотноупакованных направлений. Тогда ионы, попадающие в кристалл между атомными рядами движутся, не испытывая сильных столкновений с атомами мишени и не вызывая распыления.

Типичные кривые температурной зависимости коэффициента распыления  $S$  показаны на рис. 15. При температуре  $T$  меньше некоторого значения  $T_1$  коэффициент  $S$  практически не зависит от  $T$ , а при  $T \approx T_1$  начинает резко расти с ростом температуры. Температура  $T_1$  в энергетических единицах приблизительно равна  $T_1 \approx \frac{U_0}{40}$  где  $U_0$  — энергия сублимации.  $T_1$  слабо зависит от вида, энергии и плотности тока ионов.

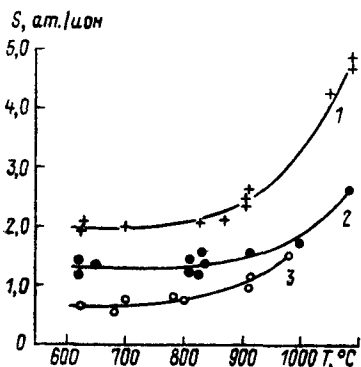


Рис. 15. Зависимость коэффициента распыления меди, бомбардируемой ионами аргона с энергией 400 эВ, от температуры.

1 — электрическая медь, 2 — катаная медь, 3 — монокристалл меди, грань (111) [33]

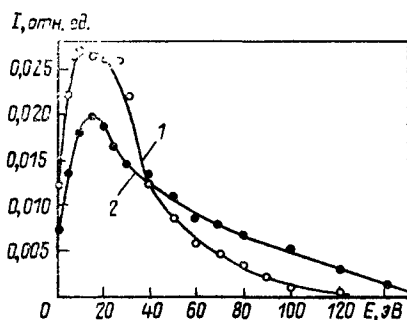


Рис. 16. Типичный энергетический спектр распыленных атомов. Танталовая мишень распыляется ионами цезия с энергией 1200 эВ (кривая 1) и с энергией 2150 эВ (кривая 2) [17]

Энергетический спектр распыленных атомов  $\frac{dS}{dE}$  (см. рис. 16) имеет максимум при энергиях  $E \leq U_0$ . При больших энергиях  $E > U_0$   $\frac{dS}{dE} \sim E^{-\nu}$ , где  $\nu$  близко к  $\nu = 2$ . Высокоэнергичный «хвост» спектра, а также средняя энергия распыленных атомов  $\bar{E}$  растут при увеличении энергии ионов  $E_0$ . Средняя энергия  $\bar{E}$  возрастает

ет также при увеличении угла падения ионов  $\theta_0$  и угла вылета распыленных атомов  $\vartheta$  ( $\theta_0$  и  $\vartheta$  отсчитываются от нормали к поверхности). В низкоэнергетической части спектра  $E < E_m \approx U_0$  при хорошем разрешении обнаруживаются частицы с максвелловским распределением и с температурой 0,1—1 эВ, но общий вклад в распыление таких частиц составляет 10%, за исключением, может быть, случая наиболее тяжелых ионов с энергией  $\sim 1$  кэВ и высоких температур ( $T > T_1$ ).

В масс-спектрах распыленных частиц обнаруживают также молекулы, состоящие из двух и более атомов распыляемого вещества. Однако относительное число распыленных молекул на порядки меньше, чем число распыленных атомов и быстро убывает с увеличением числа атомов в молекуле.

Угловое распределение распыленных частиц при нормальном падении ионов на поликристалл симметрично относительно нормали, причем для больших энергий,  $E_0 \geq 1$  кэВ,  $\frac{d^2S}{d\vartheta^2} \propto \cos \vartheta$ , в то время как при  $E_0 < 1$  кэВ преобладают частицы, вылетающие с большими  $\vartheta$ . При наклонном падении ионов ( $\theta_0 \neq 0$ ) на распределение, симметричное относительно нормали, накладывается пик в направлении, в котором смещаются первичные смещенные атомы мишени (см. рис. 17). При больших углах

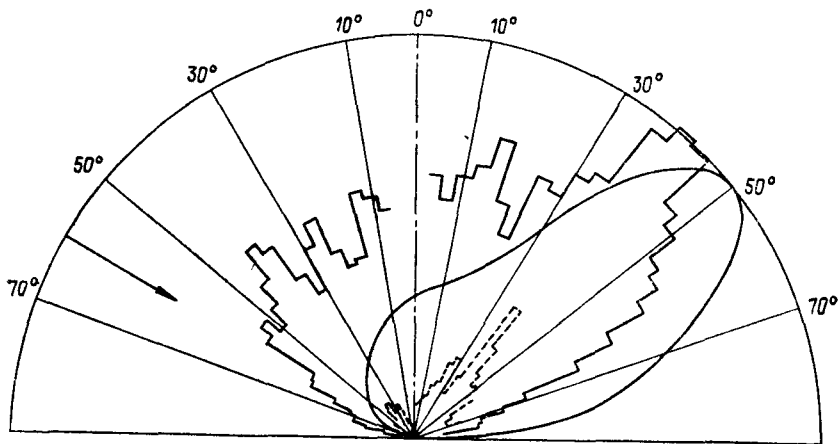


Рис. 17. Угловое распределение распыленных атомов вольфрама, бомбардируемого ионами  $Kr^{+}$  (10 кэВ), падающими на поверхность под углом  $\theta_0 = 60^\circ$ . Сплошная кривая — эксперимент, гистограммы — расчеты на ЭВМ, стрелкой указано направление падающего пучка ионов [34]

падения  $\theta_0$  этот пик становится преобладающим. Однако при очень больших энергиях ионов  $E_0 \geq 100$  кэВ распределение остается симметричным относительно нормали и при наклонном падении ионов. В случае монокристалла угловое распределение

распыленных частиц сильно, анизотропно: распыленные атомы вылетают, в основном, в направлениях плотно упакованных атомных рядов кристалла.

Теория распыления основана на тех представлениях, которые используются в теории образования первичных радиационных дефектов. Только в случае распыления интересуются не смещенными атомами в объеме мишени, а атомами на поверхности, которым сообщается импульс, необходимый для преодоления поверхностного энергетического барьера  $U_0$ .

В большинстве случаев основной вклад в распыление вносит каскад атомных столкновений, о котором говорилось в § 3. Каскадная теория распыления дает следующее выражение для коэффициента распыления

$$S = \frac{3}{4\pi^2} \frac{F_D(0, E_0, \theta_0)}{NC_0U_0}, \quad (30)$$

$F_D(0, E_0, \theta_0)$  — плотность энергии, выделенной при упругих столкновениях вблизи поверхности,  $z=0$ , в каскаде, инициированном ионом с энергией  $E_0$ , падающим на поверхность под углом падения  $\theta_0$ .  $F_D(z, E_0, \theta_0)$  может быть определена из решения кинетического уравнения (18).  $N$  — число атомов в единице объема мишени, которая предполагается аморфной.  $C_0$  — константа в потенциале взаимодействия (3) атомов мишени друг с другом при  $m \rightarrow 0$ , т. е. для модели атомов абсолютно твердых сфер. Потенциал твердых сфер наиболее адекватен при энергиях атомов, характерных для распыления,  $E < 100$  эВ.

Формула (30) имеет простой физический смысл.  $(NC_0)^{-1} = \lambda$  — есть длина свободного пробега атомов мишени и глубина слоя, из которого может быть передана энергия распыляемым атомам. Энергия, вкладываемая в процесс распыления при каскадном механизме, равна  $(NC_0)^{-1}F_D(0, E_0, \theta_0)$ , а число атомов, которые приобретают энергию большую, чем  $U_0$  согласно формуле (17) п. 3, равно  $\kappa \frac{F_D(0, E_0, \theta_0)}{NC_0U_0}$ . Учитывая лишь те атомы, которые имеют энергию  $E > U_0$  и импульсы, направленные в верхнюю полусферу, при соответствующем выборе константы  $\kappa$  мы получаем формулу (30) для числа распыленных атомов.

Энергетический спектр распыленных атомов в каскадной теории можно получить, если положить в (30)  $U_0 = E$  и продифференцировать по  $E$ . Тогда

$$\frac{dS}{dE} \propto E^{-2},$$

что, как мы уже говорили, близко к действительности при  $E > U_0$ . Максимум на кривой  $\frac{dS}{dE}(E)$  получается, если предположить, что потенциальный поверхностный барьер не плоский,

как было принято при выводе (30), а имеет некоторую кривизну.

Каскадная теория предсказывает изотропное угловое распределение распыляемых атомов при всех углах падения ионов на мишень.

Универсальность потенциала рассеяния ионов на атомах мишени позволяет свести всю энергетическую зависимость  $F_D(0, E_0, \theta_0)$  и  $S(E_0)$  для нормально падающих ионов к одной универсальной функции от безразмерной энергии  $\epsilon$  (см. (5), § 2)

$$S = \frac{3,56}{U_0} \frac{M_i}{M_i M_a} \frac{Z_i Z_a}{(Z_i^{2/3} + Z_a^{2/3})^{1/2}} g(\epsilon). \quad (31)$$

Функция  $g(\epsilon)$  представлена на рис. 18.

Зависимость коэффициента распыления от угла падения ионов в каскадной теории имеет вид  $S \propto \cos^{-\nu} \theta_0$ , причем  $\nu = 5/3$  для  $\frac{M_a}{M_i} \ll 1$  и  $\nu \approx 1$  при  $\frac{M_a}{M_i} \approx 1$ . Для объяснения зависимости  $S(\theta_0)$  при больших  $\theta_0$  необходимо дополнительно учесть возрастание коэффициента отражения энергии  $R_E$  при больших  $\theta_0$ , поскольку при решении кинетического уравнения для  $F_D$  обычно используется приближение безграничной среды (см. п. 4), справедливое лишь при малых  $R_E$ .

Каскадная теория позволяет рассматривать также многоатомные вещества. В этом случае вместо одной функции  $F_D(z, E_0, \theta_0)$  вводятся функции  $F_{Dk}(z, E_0, \theta_0)$ , где индекс  $k$  нумерует все компоненты сложного вещества. Коэффициент распыления каждой компоненты пропорционален соответствующей функции  $F_{Dk}(0, E_0, \theta_0)$ , представляющей плотность кинетической энергии данной компоненты атомов. Основной результат такого подхода — это преимуще-

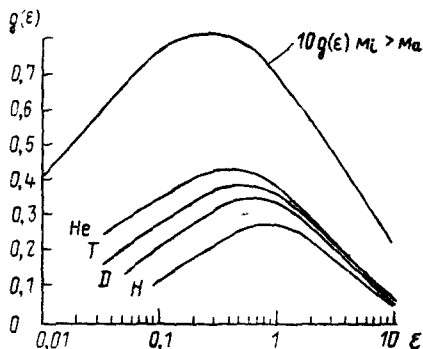


Рис. 18. Функция  $g(\epsilon)$  для ионов  $H^+$ ,  $D^+$ ,  $T^+$ ,  $He^+$ , а также для тяжелых ионов,  $M_i \gg M_a$

ственное распыление более легких компонент. В большинстве случаев этот вывод подтверждается экспериментально. Однако распыление сложных соединений содержит факты, еще не понятные с точки зрения современных теоретических представлений. Например, такое явление как резкое изменение коэффициента распыления (в несколько раз или даже на порядок) ряда веществ при добавлении в них некоторых примесей в количестве всего нескольких атомных процентов. Использо-

вание этого явления, возможно, позволит создавать материалы с минимальными коэффициентами распыления.

Каскадная теория распыления удовлетворительно объясняет большую часть функциональных зависимостей коэффициента распыления, но численные значения коэффициентов распыления теория позволяет рассчитать лишь с точностью до фактора  $2\div 3$  даже в тех случаях, когда теория применима. Это объясняется, во-первых, грубым учетом связи поверхностных атомов, а, во-вторых, приближением аморфной среды.

К сожалению, исследование связи поверхностных атомов, в частности изучение влияния кривизны потенциального барьера, связано с введением в теорию новых параметров, которые также не легко определить.

Передача энергии при столкновении смещенных атомов возможна не только в результате каскада, в котором столкновения не коррелированы. В кристаллах возможны случаи, когда один из смещенных атомов получает импульс в направлении плотноупакованного ряда и испытывает почти лобовое столкновение со следующим атомом этого ряда. При этом для атомов равной массы происходит почти полная передача энергии следующему атому. При малых энергиях, когда сечения сталкивающихся атомов велики, угол  $\theta_n$  между импульсом атомов и направлением атомного ряда уменьшается от столкновения к столкновению. Такие последовательности столкновений называются фокусонами. Если угол  $\theta_n$  растет, то последовательность столкновений называется краудионом, от английского слова *crowd* — толпа. Важную роль играют такие последовательности столкновений, в которых угол  $\theta_n$  сначала растет с ростом  $n$  и при этом уменьшается энергия до такого значения, при котором начинает выполняться условие фокусировки, и в дальнейшем  $\theta_n$  убывает с ростом  $n$ . Поэтому нет смысла четко разграничивать фокусоны и краудионы.

Подробные исследования роли коррелированных последовательностей столкновений в распылении (см. обзоры [9, 20]) показали, что средняя длина пробега коррелированных последовательностей столкновений составляет 3-5 атомных расстояния, что сравнимо с длиной пробега  $\lambda = (NC_0)^{-1}$  атомов в каскаде. Число таких последовательностей столкновений сравнимо с числом смещенных атомов в каскаде лишь для металлов с кубической гранцентрированной решеткой, таких как Cu, Ag, Au. Для этих металлов вклад коррелированных последовательностей столкновений составляет 30-50%. В практически наиболее важных металлах с кубической объемноцентрированной решеткой (Fe, Mo, Nb, W), их сплавах и соединениях, а также в графитовых материалах с гексагональной решеткой вклад коррелированных последовательностей столкновений мал. Это наряду с изменением энергии связи  $U_0$  объясняет большие значения коэффициентов распыления для благородных металлов Cu

Ag, Au, Pt и малые — для таких металлов как Ti, Fe, Mo, Nb, Ta, W.

Применимость каскадной теории распыления ограничена рядом предположений, которые используются при выводе формулы (30) и при расчете функции  $F_D(0, E_0, \theta_0)$ . Здесь мы лишь отметим, что основные предположения сводятся к требованию, чтобы энергия, вложенная в распыления, была много больше  $U_0$ , т. е. чтобы коэффициент распыления был  $S \geq 1$ . Это условие не выполняется для легких ионов всегда и для тяжелых ионов при малых энергиях. Однако в области больших энергий, где также  $S < 1$ , теория дает правильную зависимость  $S(E_0)$  от энергии ионов:  $S(E_0)$  ведет себя как тормозное кулоновское сечение  $S_{\infty} \ln E_0/E_0$ . Эмпирически, а затем с помощью моделирования распыления на ЭВМ, было показано, что для легких ионов  $H^+$ ,  $D^+$ ,  $T^+$ ,  $He^+$  вид функции  $g(\epsilon)$  зависит от массы иона, см. рис. 18. Функции  $g(\epsilon)$  для легких ионов в области максимума на порядок и более превышает  $g(\epsilon)$ , полученные из каскадной теории. Если в формулу (31) ввести поправочный множитель, определенный из эксперимента по распылению данного материала, то коэффициенты распыления этого вещества другим ионом и с другой энергией ( $\epsilon \geq 0,2$ ) можно рассчитать с хорошей точностью. Расхождение такого расчета с экспериментами для одноатомной мишени не превышает 10-15%, а для сложных многоатомных веществ, когда для расчетов использовались средние значения  $\bar{Z}_a$  и  $\bar{M}_a$ , расхождение не превосходит 30%.

Формула (27) является эмпирической аппроксимацией формулы (31) с учетом зависимости  $g(\epsilon)$  от массы для легких ионов.

Легкие ионы, а также тяжелые ионы малых энергий передают атомам мишени в основном энергию, сравнимую с энергией смещения атомов  $E_a$ . При этом не образуется развернутого каскада столкновений, а создаются лишь одиночные смещенные атомы, либо атомы, способные создать еще лишь  $1 \div 2$  смещенных атома. Такая ситуация не описывается каскадной теорией и до сих пор изучалась, в основном, с помощью моделирования движения ионов и смешанных атомов численными методами. Методы моделирования распыления на ЭВМ подробно освещаются в обзоре [21].

На рис. 19 приведены возможные механизмы распыления легкими ионами. Анализ траекторий ионов и смещенных атомов мишени, проведенный на ЭВМ, показал, что для легких ионов с энергиями  $0,1 \div 10$  кэВ основной вклад вносят процессы распыления  $S_{II}$ , производимые отраженными ионами, и в особенности 1 и 2, которые приводят к распылению первичных смещенных атомов.

В противоположном случае тяжелых ионов ( $Z, \geq 30$ ) со средними энергиями (1-10 кэВ) плотность смещенных атомов в кас-

каде оказывается больше плотности атомов в мишени, т. е. отдельные части каскада перекрываются. Для такого режима также не применима линейная каскадная теория распыления. В этом случае область каскада называется «пиком» и распыление рассматривается как испарение из области пика. Представление о термическом пике для каскада большой плотности,

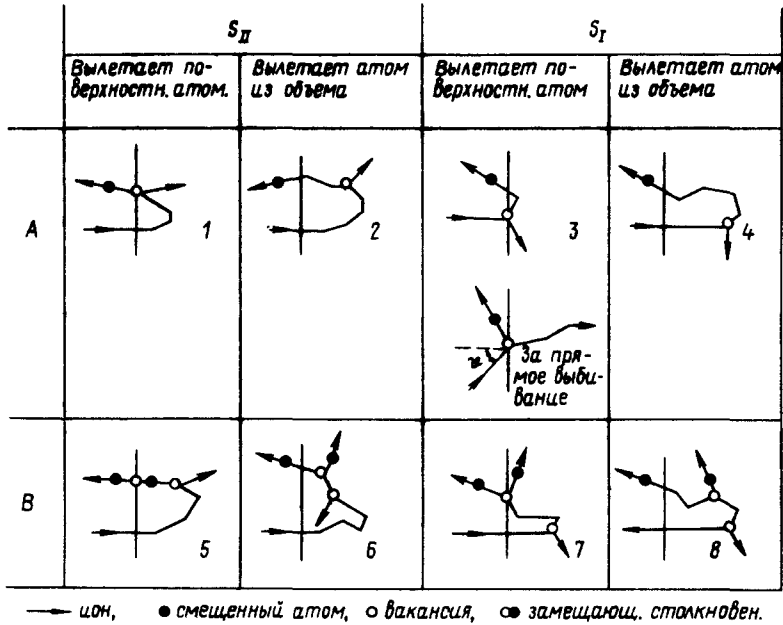


Рис. 19. Различные процессы, приводящие к распылению легкими ионами малых энергий:

$S_I$  — распыляет входящий ион,  $S_{II}^+$  — распыляет выходящий ион; А — распыляется первичный смещенный атом; В — распыляется вторичный смещенный атом [35]

по-видимому, разумно при рассмотрении объемных дефектов, поскольку в конце своего движения все смещенные атомы термализуются. Однако сведение всего распыления к испарению из термического пика вряд ли оправдано, поскольку вылет атомов из мишени происходит еще и до того как произойдет термализация. В то же время после термализации атомов в области пика или каскада их температура может быть достаточна для испарения атомов. Подтверждением этого является наличие в энергетическом спектре распыленных частиц с максвелловским распределением. Такой подход позволяет при довольно грубых предположениях о равновесном механизме испарения и о применимости уравнения теплопроводности с постоянным коэффициентом температуропроводности и  $k$ , получить выражение для «термического распыления»  $S_T$ , которое объясняет ряд экспери-



ментальных данных.

$$S_T = \text{const} \frac{t_{\text{эфф}}}{\sqrt{T_0 + \Delta T_m}} \exp\left(-\frac{u_0}{T_0 + \Delta T_m}\right),$$

$$t_{\text{эфф}} \approx \frac{R^2}{k} \left(\frac{T_0 + \Delta T_m}{u_0}\right)^2 \quad (32)$$

где  $T_0$  — средняя температура мишени,  $\Delta T_m$  — максимальный прирост температуры в центре термического пика,  $R$  — начальный размер пика,  $U_0$  — энергия сублимации,  $t_{\text{эфф}}$  — характерное время существования горячей области.

Из формулы (32) видно, что  $S_T$  растет с ростом температуры мишени  $T_0$ , причем зависимость  $S_T(T_0)$  носит экспоненциальный характер. Это позволяет объяснить температурную зависимость полного коэффициента распыления, которая проиллюстрирована на рис. 15. Этот факт может быть важен для работ по термоядерному синтезу, поскольку некоторые детали термоядерного реактора, например, экраны или приемные пластины дивертора, могут работать при высокой температуре.

Отметим, что температурная зависимость скорости эрозии при бомбардировке ионами изотопов водорода может быть обусловлена химическими процессами. Графит и углеродосодержащие материалы, например, карбиды, имеют максимум скорости эрозии  $S^*$  при температуре  $T_0 \approx T_m \approx 600^\circ \text{C}$ , см. рис. 20. При таких температурах на поверхности этих материалов во время облучения ионами водорода образуются летучие углеводороды, в основном  $\text{CH}_3$  и  $\text{CH}_4$ . Коэффициент химической эрозии графита может на порядок превышать коэффициент физического распыления. Предполагается, что образование летучих углеводородов происходит непосредственно на поверхности образца в результате последовательного присоединения атомов водорода к молекуле. Однако при  $T > T_m$  начинает преобладать процесс термического развала молекулы. При этом на поверхности остаются лишь молекулы  $\text{CH}$  и  $\text{CH}_2$ , которые тремя или двумя оставшимися валентными связями крепко связаны с поверхностью. При температурах  $T < T_m$  время жизни молекул  $\text{CH}_3$  и  $\text{CH}_4$  оказывается достаточно велико и

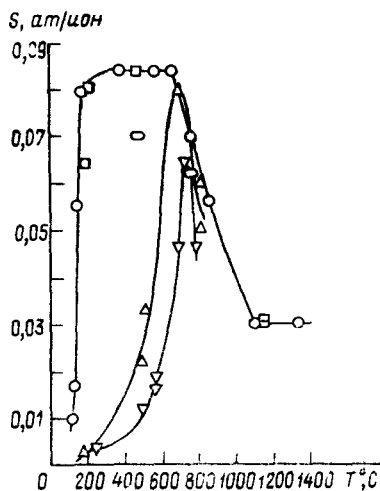


Рис. 20. Температурная зависимость скорости химической эрозии графита, облучаемого ионами  $\text{H}^+$  с энергией 10 кэВ:

○ — высококачественный графит; □ — стеклографит; ◇ — графит американской марки WCA; △ — пиролитический графит.

сравнимо со временем разрушения этих молекул ионным ударом. Поэтому при температурах  $T < T_m$  на ход кривой зависимости  $S^*(T)$  влияют плотность тока и энергия ионов. Величина максимума скорости эрозии  $S^*(T_m)$  зависит также от материала: для карбидов величина  $S^*(T_m)$  меньше, чем для графитов. Среди графитов наименьшую величину  $S^*(T)$  имеет графит марки УМБ-15-углеситалл.

Возможны и другие виды химических процессов на поверхности, облучаемой ионами водорода. Например, образование летучих силицидов, типа  $\text{SiH}_4$  в кремнийсодержащих материалах. Однако они пока менее изучены и, по-видимому, менее важны.

В заключение этого параграфа отметим, что современный уровень знаний позволяет давать сведения о распылении материалов с гораздо большей точностью, чем точность, с которой известны потоки ионов на первую стенку и другие элементы термоядерного реактора. В то же время инженерные проработки термоядерных реакторов показали, что скорость эрозии первой стенки является исключительно важной характеристикой его работы, от которой зависит время жизни и рентабельность реактора. Поэтому, когда потоки и энергии ионов будут определены, потребуются более точные сведения о распылении материалов.

## 7. БЛИСТЕРИНГ

Блистерингом называют образование пузырей на поверхности материалов, облучаемых ионами плохо растворимых газов, например гелия или изотопов водорода (рис. 21). Слово блистер по английски значит — волдырь. Блистеры появляются при определенной критической дозе облучения  $\Phi_{кр}$ . При увеличении дозы облучения пузыри-блистеры вскрываются, их крышки удаляются, что приводит к эрозии поверхности. В некоторых случаях вместо (или наряду) с образованием пузырей происходит отшелушивание поверхностного слоя (рис. 22). При отшелушивании удаляемые куски поверхности не имеют определенной формы и размеров в отличие от блистеров, но, как правило, больше размеров блистеров. Механизмы блистеринга и отшелушивания разные, хотя причина одна — внедрение атомов плохо растворимых газов. Для отшелушивания часто используют английский термин — флекинг (flacking), но иногда оба явления называют общим словом блистеринг. Следует отметить, что наряду с радиационным блистерингом, который наблюдается при облучении ускоренными ионами, возможно также образование пузырей на поверхности в результате обработки в среде, содержащей газы. Пузыри нерадиационного происхождения значительно больше, их появление определяется способом обработки и материалом. Мы ограничимся здесь только радиационным блистерингом, поскольку первая стенка и элементы дивер-

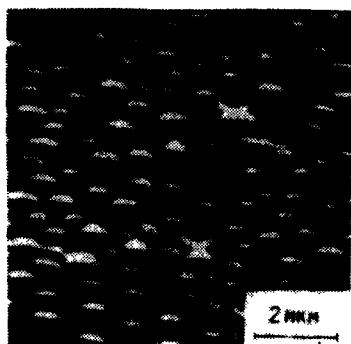


Рис. 21. Блистеры на поверхности монокристаллического ванадия, облученного ионами гелия с энергией 10 кэВ, дозой  $\Phi = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$



Рис. 22. Отшелушивание на поверхности нержавеющей стали марки 0X16H15M3Б, облученной ионами гелия с энергией 10 кэВ, дозой  $\Phi = 10^{18} \text{ см}^{-2}$ , при температуре  $200^\circ \text{C}$

тора термоядерного реактора будут подвержены облучению ионами дейтерия, трития и гелия. До последнего времени блистеринг рассматривался как один из опаснейших механизмов эрозии первой стенки термоядерного реактора, поскольку коэффициент эрозии при блистеринге и в особенности при отшелушивании может превышать на  $1 \div 2$  порядка коэффициент распыления того же материала ионами гелия и на  $2 \div 3$  порядка коэффициент распыления ионами водорода.

Современные представления о механизмах образования блистеров и отшелушивания мы изложим кратко, поскольку более полный обзор теоретических и экспериментальных работ с подробными литературными ссылками дан в [22].

Как мы уже говорили в п. 5, атомы плохо растворимых газов в приповерхностном слое скапливаются в пузырьках размером  $10-100 \text{ \AA}$ . Причем давление в пузырьках может достигать очень больших значений. Так в случае гелия давление, согласно расчетам, может достигать значений  $p \approx 0,1 \text{ эв/\AA}^3$ , при этом на одну вакансию в пузырьке приходится  $3-4$  атома гелия. Это обусловлено тем, что для плохо растворимых газов энергетически выгоднее находиться в пузырьке, чем в междоузельном положении в кристалле. Давление в пузырьках сдерживается за счет напряжений деформации вокруг пузырька и создает напряжение в облученном слое. Распределение напряжения по глубине похоже на распределение внедренных ионов, но сдвинуто в глубь мишени (в особенности при малых энергиях ионов), поскольку, как мы говорили в п. 3, радиационные дефекты и, следовательно, вакансии расположены в среднем на меньшей глубине, чем внедренные ионы. Это приводит к тому,

что в пузырьках на меньших глубинах на одну вакансию приходится меньше атомов газа и давление меньше, чем на больших глубинах.

Предполагается, что разрыв материала и образование трещины, параллельной поверхности (см. рис. 23), происходит на той глубине  $z=t$ , где напряжение  $\sigma(z)$  максимально, и при такой дозе  $\Phi = \Phi_{кр}$ , когда напряжение  $\sigma(t)$  станет равным пределу прочности материала. Расчеты кинетики роста пузырьков, учитывающие диффузию атомов газа, вакансий и междузельных атомов и их объединение в пузырьках позволяют рассчитать профиль напряжения  $\sigma(z)$  и определить глубину образования трещины, т. е. толщину крышек блистеров  $t$ , а также критическую дозу образования блистеров  $\Phi_{кр}$ . Толщина кры-

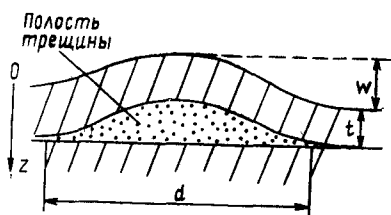


Рис. 23. Схема выпучивания поверхностного слоя мишени

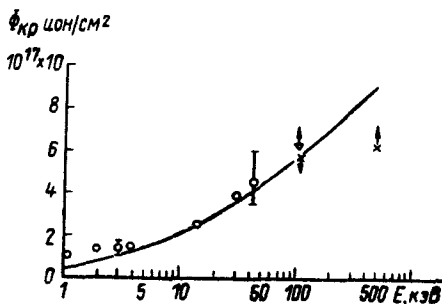


Рис. 24. Зависимость критической дозы образования блистеров для ниобия от энергии ионов гелия. Теоретическая кривая сравнивается с экспериментальными точками разных авторов

шек блистеров  $t$  при энергиях ионов гелия  $E_0 \geq 40$  кэВ в согласии с экспериментами оказывается приблизительно равной средней глубине проникновения ионов  $R_p$ , а при  $E_0 \leq 40$  кэВ,  $t$  больше чем  $R_p$ , причем при  $E_0 = 5 \div 10$  кэВ  $t \approx 3 \div 4 R_p$ . Зависимость критической дозы образования гелиевых блистеров в ниобии  $\Phi_{кр}$  от энергии ионов  $E_0$  показана на рис. 24. Для водородного блистеринга критические дозы приблизительно на порядок больше, чем для гелиевого блистеринга, поскольку энергия  $H$ , необходимая для растворения водорода в материалах меньше, чем для гелия. Водородный блистеринг, как правило, наблюдается лишь на материалах, плохо растворяющих водород.  $\Phi_{кр}$  зависит также от материала, температуры мишени и кристаллографической ориентации поверхности. Однако эти зависимости слабее зависимостей от вида и энергии ионов. Критическая доза образования блистеров приблизительно равна дозе  $\Phi_H$ , при которой количество внедренного газа выходит на насыщение.

Отметим, что для ионов тяжелых газов (Ne, Ag и т. д.) за время облучения дозой  $\Phi_{кр}$  расплывается слой больший чем толщина крышек блистеров  $t$ , и поэтому критическая концентрация газа не достигается и блистеры не образуются.

Судьба поверхностного слоя мишени после отделения этого слоя трещиной (см. рис. 23) определяется, в основном, двумя факторами. Во-первых, в полость трещины выделяется газ, который давлением отрывает поверхностный слой. Во-вторых, в поверхностном слое имеется напряжение, вызванное давлением газа, оставшегося в пузырьках в этом слое. Боковое напряжение способствует изгибу поверхностного слоя, подобно тому как можно изогнуть лист бумаги, сжимая его силой, параллельной поверхности листа.

Газ, попадающий в полость трещины, создает на границе боковой момент  $M_r$ , изгибающий верхний слой,

$$M_r = \sqrt{n_a R T N}, \quad (33)$$

где  $n_a$  — число атомов газа, выделившееся в полость трещины на единицу поверхности,  $R$  — газовая постоянная,  $T$  — температура,  $N$  — жесткость верхнего слоя, равная

$$N = \frac{Et^3}{12(1-\nu^2)}; \quad (34)$$

$E$  — модуль Юнга,  $\nu$  — коэффициент Пуассона,  $t$  — толщина верхнего слоя, отделенного трещиной. Поскольку момент  $M_r$  не зависит от размера оторванного верхнего слоя, то процесс отрыва поверхностного слоя, раз возникнув, будет продолжаться без конца, точнее до какой-нибудь неоднородности на поверхности. Это похоже на отшелушивание.

Роль бокового напряжения в изгибе крышки блистера понятна из теории деформации пластин, где известно, что величина отклонения центра круглой пластины равна

$$\omega = \frac{\omega_0}{1-\alpha}, \quad \alpha = \frac{Sd^2}{kN}, \quad (35)$$

$\omega_0$  — отклонение в отсутствие внутреннего бокового напряжения (в нашем случае  $\omega_0$  обусловлено лишь давлением газа в полости трещины),  $d$  — диаметр пластины,  $N$  — жесткость пластины, определенная (34),  $k$  — коэффициент, зависящий от краевых условий пластины и меняющийся от  $k \approx 5$  до  $k \approx 20$ .  $S$  — интегральное боковое напряжение в пластине,

$$S = \int_0^t \sigma_{rr}(z) dz. \quad (36)$$

Из (35) видно, что даже при малом  $\omega_0$  появляется неустойчивость деформации пластины, а в действительности переход к пластической деформации, когда  $\alpha \rightarrow 1$ . Если напряжение рас-

тягивает пластинку и  $s < 0$ , то  $\omega < \omega_0$ , т. е. растягивающее напряжение препятствует изгибу пластинки.

При постоянном  $S$  диаметр блистера и его толщина связаны соотношением

$$d = \sqrt{\frac{kN}{S}} \sim t^{3/2}. \quad (37)$$

Средний размер экспериментально наблюдаемых блистеров действительно меняется с изменением толщины крышек как  $d \propto t^{\nu}$ , где  $\nu$  близко к  $\nu \approx 3/2$ . Для ионов гелия с энергией несколько десятков кэВ, толщина крышек блистеров  $t$  составляет несколько десятых мкм, а их диаметр —  $1 \div 10$  мкм.

Таким образом, если преобладает механизм выпучивания крышек блистеров, обусловленный напряжением внутри крышки, то образуются блистеры определенной (в большинстве случаев круглой) формы и размера. Если же основную роль в деформации поверхностного слоя играет давление газа в полости трещины, то происходит отшелушивание поверхностного слоя. Знать характер эрозии поверхности весьма важно, поскольку при отшелушивании, вызванном облучением ионами гелия, коэффициент эрозии обычно составляет  $S^* = 1 \div 10$  ат/ион, в то время как при гелиевом блистеринге  $S^* \approx 0,1$  ат/ион.

Практически характер эрозии поверхности при облучении ионами гелия определяется в основном температурой мишени во время облучения. При малых температурах  $T_{обл} < T_1 \approx (0,1 \div 0,2) T_{пл}$  ( $T_{пл}$  — температура плавления в °К) образуются блистеры определенной формы.

В интервале температур  $T_1 < T_{обл} < T_2$  наблюдается отшелушивание,  $T_2 \approx 0,4 T_{пл}$ , причем  $T_2$  логарифмически растет с ростом энергии ионов. В интервале температур  $T_2 < T_{обл} < T_3$  отшелушивание опять сменяется блистерингом, причем с ростом температуры в этом интервале размеры блистеров уменьшаются. При  $T_{обл} > T_3$  ( $T_3 \approx 0,5 \div 0,6 T_{пл}$  и также растет логарифмически с ростом энергии ионов) вместо блистеров образуется пористая поверхность (см. рис. 25), не подверженная блистерингу и отшелушиванию. Вблизи переходных температур  $T_1$  и  $T_2$  наблюдаются и блистеры и отшелушенные участки поверхности. При облучении ионами водорода отшелушивание не происходит, а образуются лишь блистеры, причем крышки, их, как правило, не вскрываются.

Согласно теоретическим представлениям, газ выделяется в трещину из слоя, примыкающего к трещине, в котором при достижении критической дозы  $\Phi_{кр}$ , напряжение превышает предел текучести  $\sigma(z) > \sigma_t$ . При увеличении температуры мишени, во-первых, уменьшается предел текучести  $\sigma_t$ , а во-вторых, вследствие диффузии атомов газа и вакансий, расширяется профиль напряжений  $\sigma(z)$ . Оба эти фактора приводят к увеличению толщины слоя, в котором превышает предел текучести

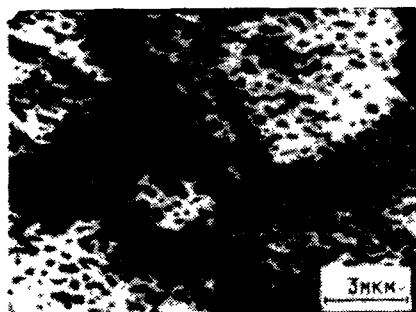


Рис. 25. Пористая поверхность нержавеющей стали, облученной ионами гелия с энергией 40 кэВ при температуре 600° С ( $T_{\text{обл}} > T_z$ ) дозой облучения  $10^{18}$  см<sup>-2</sup>

Рис. 26. Структура поверхности хромоникелевого сплава, облученного ионами гелия с энергией 100 кэВ, дозой  $6 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>

ст. При этом вначале увеличивается количество газа  $n_a$ , выделяющегося в трещину и уменьшается интегральное напряжение. В результате этого при температуре  $T_1$  блистеринг сменяется отшелушиванием. Дальнейшее расширение слоя, в котором напряжение превышает предел текучести, приводит к уменьшению эффективной толщины  $l$ , которая, согласно (34), определяет жесткость крышки блистеров  $N$ . Другими словами, крышка становится менее жесткой. В менее жесткой пластине, согласно (33), раньше проявляется неустойчивость при деформации боковым напряжением. В результате при температуре  $T_2$  отшелушивание опять сменяется блистерингом. Причем, согласно (37), при уменьшении жесткости с ростом температуры уменьшается размер блистерингом. При температуре  $T = T_z$  профиль  $\sigma(z)$  расширяется настолько, что приобретает столбобразную форму и начинается от поверхности. В этом случае трещина, параллельная поверхности, не возникает, а при объединении пузырьков газа образуются каналы, выходящие на поверхность, по которым газ может выделяться из мишени. Поверхность приобретает пористую, губчатую структуру, уже не подверженную блистерингу.

После отрыва крышек блистеров и отшелушивания части поверхностного слоя возможно образование следующего поколения блистеров или отшелушивания. Было зафиксировано вплоть до 15 слоев отшелушивания при облучении нержавеющей стали ионами гелия, рис. 26. Вначале такие эксперименты наводили на мысль о том, что отшелушивание и блистеринг будет повторяться без конца. Однако затем было показано, что во-первых, блистеры и отшелушивание наблюдается только на поверхности, не прикрытой остатками верхнего слоя, т. е. блистеры последующих поколений оказываются как бы «вложены» в кратеры, оставшиеся от блистеров или отшелушенных кусков

предыдущих поколений. Во-вторых, размеры блистеров и отшелушенных кусков поверхности уменьшаются от поколения к поколению каждый раз на величину приблизительно равную боковому разбросу пробегов ионов  $\sqrt{\langle y^2 \rangle}$ , что объясняется краевым эффектом облучения ионами вблизи границы области, прикрытой сверху остатками слоя предыдущего поколения. К тому же существует минимальный (для ионов данной энергии) диаметр  $d_{\min}$  блистеров. Отсюда следует, что возможно лишь конечное вполне определенное число поколений блистеров, равное

$$n_{\max} = \frac{d_1 - d_{\min}}{2\sqrt{\langle y^2 \rangle}}, \quad (38)$$

где  $d_1$  — диаметр блистеров первого поколения. Для ионов гелия с энергией  $E_0 = 40$  кэВ,  $n_{\max} = 3$ , а для ионов с энергией  $E_0 = 100$  кэВ  $n_{\max} = 6$ . В случае отшелушевания число возможных отшелушенных слоев значительно больше, но также конечно, поскольку отшелушенные куски тоже уменьшаются от поколения к поколению. После образования максимально возможного числа поколений блистеров или отшелушевания поверхность распыляется, и когда распылится слой, равный глубине проникновения ионов  $R_p$ , образуется равновесная (не подверженная блистерингу) пористая структура поверхности, аналогичная той, которая наблюдалась при высокой ( $T > T_3$ ) температуре, см. рис. 25. Это опять-таки является следствием того, что после распыления слоя толщиной  $R_p$  создаются столообразные распределения внедренных ионов и вакансий и в результате образуются каналы, по которым газ выделяется наружу. Столообразные распределения внедренных ионов и дефектов могут быть созданы также при облучении ионами с широким спектром энергии. В этом случае также было обнаружено подавление блистеринга.

Поскольку в термоядерных реакторах материалы будут подвержены одновременному облучению и ионами гелия и ионами D и T, то в последнее время были проведены исследования блистеринга при одновременном и последовательном облучении нержавеющей стали ионами  $D^+$  и  $He^+$ .

В этих экспериментах было обнаружено, что внедрение дейтерия существенно меняет картину эрозии, причем особенно сильно при температурах, характерных для отшелушевания  $T_1 < T_{\text{обл}} < T_2$ . Вместо одного отшелушенного слоя при гелиевом блистеринге, при одновременном облучении ионами  $D^+$  и  $He^+$ , отшелушевалося 3 слоя. (Сравниваются эксперименты, когда дозы облучения ионами гелия были равны, и составляли  $10^{18} He^+/cm^2$ ). Кроме того, было обнаружено, что характер эрозии поверхности при одновременном и последовательном облучении различен. Причем при последовательном облучении имеет значение последовательность облучения ионами  $D^+$  и  $He^+$ . Это показывает насколько сложны происходящие процессы,



как сильно они зависят от режимов облучения и насколько трудно прогнозировать эффекты при неисследованных условиях облучения.

Тем не менее, на основе имеющихся сегодня данных полагается, что эрозия первой стенки и дивертора за счет блистеринга и отшелушивания будет для большинства материалов меньше, чем вследствие распыления. Этот вывод, в первую очередь, обусловлен тем, что потоки атомов гелия ожидаются существенно меньше, чем потоки дейтерия и трития. В то же время, например, для алюминия эрозии за счет распыления и блистеринга могут быть сравнимы, ввиду особенно плохой растворимости водорода в алюминии.

Хотя прекращение блистеринга и отшелушивания ожидается и при одновременном облучении гелием и дейтерием, в случае отшелушивания эрозия может продолжаться вплоть до доз облучения  $\sim 10^{22}$  ион/см<sup>2</sup>, существенно ухудшая работу реактора. Кроме того, поверхность первой стенки реактора может возобновляться, например, вследствие осаждения продуктов распыления с других участков стенки, либо специально для компенсации эрозии. В этом случае блистеринг может продолжаться без конца. Эти соображения заставляют внимательно относиться к возможной эрозии за счет блистеринга и искать пути уменьшения этого вида эрозии.

Один из возможных путей уменьшения эрозии — это выбор рабочей температуры. Предпочтительными с точки зрения блистеринга являются либо высокие температуры, когда блистеринга уже нет ( $T_{\text{обл}} > T_3$ ) или образуются мелкие блистеры ( $T_r < T_{\text{обл}} < T_3$ ), либо низкие температуры ( $T_{\text{обл}} < T_1$ ), когда нет отшелушивания, а есть лишь блистеры определенного диаметра.

Другой путь уменьшения блистеринга в термоядерном реакторе, возможно, будет выполняться автоматически — это облучение ионами с широким спектром энергий, при котором реализуются столообразные распределения внедренных ионов и дефектов.

Блистеринг может быть существенно уменьшен или полностью подавлен с помощью специальной технологии изготовления материала. Так если мишень представляет собой пористое вещество, полученное, например, методом спекания порошка, и расстояние между порами меньше минимального диаметра блистеров  $d_{\text{min}}$ , то создаются хорошие условия для выделения газа по порам. В действительности, блистеринг не наблюдался на спеченных алюминиевом и бериллиевом порошках. Отметим также, что пористые материалы имеют в 2-3 раза меньшие коэффициенты распыления (поскольку часть распыленных атомов оседает на стенках пор). Однако применение пористых материалов может быть ограничено трудностями вакуумной откачки ухудшением теплопроводности.

Некоторое преимущество в стойкости к эрозии при блистеринге имеют холоднокатанные материалы. Они имеют меньший интервал температур, где наблюдается отшелушивание.

Физически наиболее интересный метод подавления блистеринга — это легирование материала специальными примесями. Если, например, такие примеси являются ловушками для атомов гелия, причем энергия атома гелия в ловушке меньше чем в междоузлии, то создается как бы растворимость гелия. Это уменьшает напряжение в слое, имплантированном гелием, и подавляет блистеринг. Если же примеси служат ловушками для вакансий и захватывают их, уменьшая тем самым число вакансий в газовых пузырьках, то напряжение в слое повышается и блистеринг увеличивается. Экспериментально действительно обнаружено уменьшение эрозии нержавеющей стали после ее легирования ионами марганца, никеля углерода и бора. В то же время легирование этой же стали ионами хрома усиливает эрозию при блистеринге. При этом влияние легирующей примеси в основном сводится к изменению характера эрозии: блистеринг — отшелушивание, вскрытые крышки блистеров — не вскрытые крышки. Такое же различие в характере эрозии наблюдается и между гелиевым и водородным блистерингом. Эти эксперименты подтверждают предположение о влиянии примеси на напряжение в слое, содержащем гелий или водород и свидетельствуют о том, что путем легирования можно добиться существенного уменьшения, а иногда и полного подавления блистеринга.

## 8. ИЗМЕНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ПЛАЗМОЙ

Изменения, происходящие в твердых телах при облучении ионами, наблюдаются, в основном, в поверхностных слоях вещества до глубины, на которую проникают ионы, но могут простираться и на большие глубины вследствие диффузии внедряемых атомов, дефектов и компонент исходного вещества.

Можно выделить следующие основные виды изменений: 1) изменение рельефа поверхности, 2) изменение химического состава и 3) фазовые изменения.

Изменение рельефа поверхности в результате блистеринга, отшелушивания и образования пористой структуры было описано в предыдущем параграфе. Кроме этого при определенных условиях под действием бомбардировки ионами на поверхности могут образовываться такие элементы рельефа как борозды, сетки и конуса. Типичная картина развитого рельефа, образованного при облучении меди ионами аргона, показана на рис. 27. Характерный размер борозд, сеток (их ширина) и конусов составляет 1-10 мкм. Необходимым условием появления такого рельефа является наличие примесей (в особенности тя-

желых элементов) и дефектов на поверхности образца. Было предложено два механизма образования рельефа. Во-первых, конуса и другие элементы рельефа могут расти. Росту способствует миграция атомов по поверхности. Центрами роста служат примеси и дефекты. Подтверждением этого механизма является то, что конуса образуются только в определенном температурном интервале  $0,3 T_{пл} \leq T_{обл} \leq 0,5 T_{пл}$ . Согласно другому механизму, конуса образуются в результате различия скорости распыления, которое на начальной стадии обусловлено присутствием примесей или дефектов. На стадии, когда конуса уже сформировались, рельеф сохраняется вследствие различия скорости распыления участков поверхности с различным наклоном. Сторонники этого механизма в качестве довода против механизма роста приводят факт, что вершины конусов находятся ниже уровня первоначальной поверхности.

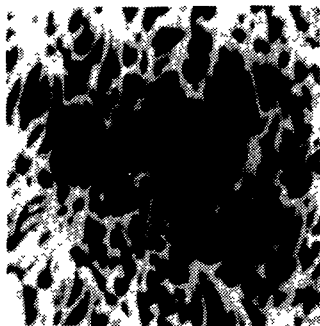


Рис. 27. Конуса, образованные на медной мишени под действием облучения ионами  $Ag^+$  (Фотография В. Е. Юрасовой)

Позднее анализ скорости миграции поверхностных атомов показал, что на стадии зарождения конусов и их роста до размера  $\sim 0,1$  мкм преобладает механизм роста конусов, а дальнейшее увеличение конусов обусловлено разностью коэффициентов распыления.

Шероховатость поверхности существенно влияет на ее свойства. Наличие конусов с острыми вершинами делает возможной полевую электронную эмиссию, что может быть существенно для работы термоядерного реактора. Кроме того, поверхность с развитой структурой конусов имеет меньшие коэффициенты отражения и распыления, поскольку часть вылетающих с поверхности частиц может попасть на соседние конуса. Увеличение площади поверхности изменяет ее адсорбционную способность.

Помимо образования элементов рельефа с характерными размерами микронного масштаба в процессе ионной бомбардировки изменяется структура поверхности в масштабе отдельных атомов. В частности, во время облучения ионами на поверхности присутствует на несколько порядков больше одиночных атомов или мелких поверхностных кластеров из нескольких атомов, чем в отсутствие облучения. Это также меняет свойства поверхности и в особенности, по-видимому, ее адсорбционные и каталитические свойства.

Изменение химического состава бомбардируемой ионами мишени происходит вследствие трех основных причин: 1) внедре-

ния самих ионов, 2) преимущественного распыления отдельных компонент сложных веществ, 3) радиационно стимулированной сегрегации элементов.

Внедренные атомы могут быть в состоянии твердого раствора, входить в химические соединения с исходным веществом, или находиться в выделениях — преципитатах. Последние в случае внедрения атомов газа представляют собой газовые пузырьки, в остальных случаях — находятся в твердой фазе.

Преимущественное распыление какой-либо компоненты сложного вещества приводит к обеднению этой компонентой поверхностного слоя, участвующего в распылении, глубиной  $\lambda \approx (NC_0)^{-1}$ . Сопутствующая распылению радиационно стимулированная диффузия обедняет быстро распыляемой компонентой слой глубиной  $\langle z \rangle + \sqrt{\Delta z^2}$ , в котором образуются радиационные дефекты, стимулирующие диффузию. При высоких температурах, когда возможна термическая диффузия, обедняются и более глубокие слои.

Радиационно стимулированная сегрегация элементов сложных веществ заключается в выделении одной или нескольких компонент на поверхности или на границах зерен. Например, поверхностный слой алюминиевого сплава АМГ-2 после облучения ионами  $H_2^+$  с энергией 30 кэВ содержит 50% марганца в то время, как в исходном сплаве марганца всего лишь 0,4%.

Сегрегация элементов происходит вследствие различия коэффициентов диффузии и, вообще говоря, при повышенной температуре может происходить и в отсутствие облучения, например, марганец выделяется из марганцовистых сталей при температурах выше  $300^\circ C \div 400^\circ C$ . В условиях облучения, когда радиационные дефекты образуют подвижные комплексы с компонентами сложного вещества, сегрегация элементов обусловлена различием скорости диффузии или времени жизни этих комплексов. Обычно радиационно стимулированная сегрегация происходит в интервале температур  $0,2 T_{пл} < T_{обл} < 0,6 T_{пл}$ . При температуре  $T_{обл} < 0,2 T_{пл}$  комплексы вакансий с атомами компонент сплавов еще не подвижны, а при  $T_{обл} > 0,6 T_{пл}$  комплексы быстро разваливаются и при этом преобладает процесс выравнивания концентраций различных элементов.

Следует отметить, что в некоторых случаях добавлением небольшого количества определенной легирующей примеси удастся предотвратить сегрегацию элементов сплава. Это происходит, по-видимому, когда атомы легирующей примеси служат ловушками для дефектов или подвижных комплексов, превращая их в неподвижные комплексы.

Отметим также, что в элементах конструкции термоядерного реактора, которые будут иметь значительные температурные градиенты и подвергаются циклическим термическим и радиационным нагрузкам, процессы диффузии и сегрегации элементов будут существенно осложнены.

Под действием ионной бомбардировки могут происходить и фазовые превращения в твердых телах. Вначале такие фазовые переходы наблюдались в полупроводниках при ионном легировании. Поверхностные слои кристаллов кремния, германия, а также полупроводников типа  $A^{III}B^V$  после облучения необходимой дозой становились аморфными. Доза аморфизации меняется в пределах  $10^{14} - 10^{16}$  см<sup>-2</sup> в зависимости от вида иона и температуры мишени. Из материалов, представляющих интерес для термоядерного синтеза, аморфизация возможна, по-видимому, только в карбиде кремния. В металлах аморфизация наблюдается, лишь в некоторых случаях при облучении тяжелыми ионами при больших дозах облучения, что обусловлено большей подвижностью в них междоузельных атомов. Однако если металл имеет две или более кристаллических модификаций, то при облучении происходит, как правило, переход в модификацию, характерную для наиболее высоких температур. Например,  $\alpha$ -фаза титана с гексагональной решеткой при облучении переходит в  $\beta$ -фазу с кубической объемноцентрированной решеткой.

Новая фаза появляется вначале в виде включений внутри старой фазы. Затем число и размеры включений растут и новая фаза постепенно занимает весь объем.

Изменение химического и фазового состава материала приводит к изменению его свойств. При этом меняются механические, электрические, а также коррозионные свойства материала. В определенных случаях удавалось менять и коэффициент трения поверхности.

Изменение свойств материала при облучении очень сильно зависит от материала и условий облучения и поэтому исследование таких изменений требует индивидуального подхода в каждом случае.

Резюмируя изложенное в этой статье, отметим, что к настоящему времени получены обширные сведения о процессах, протекающих при взаимодействии плазмы с поверхностью твердого тела, но практика инженерных работ показывает недостаточность наших знаний и необходимость проведения дальнейших работ. В особенности следует отметить необходимость совокупного исследования всех процессов, протекающих при взаимодействии плазмы с поверхностью, изучение взаимосвязи этих процессов, и возможных неаддитивных нелинейных, синергетических эффектов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. а) ИНТОР. Международный токамак — реактор. Материалы СССР, т. 1, 2, ИАЭ, 1980  
б) INTOR. Zerophase, report. IAEA, 1980
2. Пистунювич В. И., Шаталов Г. Е. Термоядерный реактор на основе токамака. ИНТ, «Физика плазмы», т. 2, 1981, изд. ВИНТИ

3. a) *Drinkwine M. J., Lichtman D.* Electron stimulated desorption, report, the university of Wisconsin, 1976
- b) *Lichtman D., Shapira Yo.* Photodesorption, report, the university of Wisconsin, 1976
4. *Добрецов Л. Н., Гамаюнова М. Е.* Эмиссионная электроника. М., Наука, 1966
5. *Эспе В.* В кн.: Технология электровакуумных материалов, т. 1, Государственное энергетическое издательство, 1962
6. *Гусев В. М., Бушаров Н. П., Нафтулин С. М., Проничев А. М.* «Ионный ускоритель ИЛУ на 100 кэВ с сепарацией ионов на массе», ПТЭ, 1969, т. 64, 19
7. *Готт Ю. В.* Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях. М., Атомиздат, 1978
8. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Механика, изд. Наука, 1973
9. *Мартыненко Ю. В., Рязанов А. И., Фирсов О. Б., Явлинский Ю. Н.* Взаимодействие атомных частиц с твердым телом. Вопросы теории плазмы, т. 12, Энергия, 1981
10. *Линдхарт И.* Влияние кристаллической решетки на движение быстрых заряженных частиц. «УФН», 1969, т. 99, вып. 2, 249
11. *Петров Н. Н., Аброян И. А.* В кн.: Диагностика поверхности с помощью ионных пучков. Изд. Ленинградского университета, Л., 1977
12. *Буренков А. Ф., Комаров Ф. Ф., Кумахов М. А., Темкин М. М.* В кн.: Таблицы параметров пространственного распределения ионно-имплантированных примесей, 1980, Минск, изд. БГУ им. В. И. Ленина
13. *Weissman R., Sigmund P.* Sputtering and backscattering of kev light ions bombarding random target. «Radiation effects», 1973, 19, 7
14. a) *Mashkova E. S., Molchanov V. A.* Medium energy ion scattering by solid surface. «Radiation effects», 1972, 16, 143; 1972, 23, 215
- b) *Mashkova E. S.* Particle and energy reflection from solid surface. «Radiation effects», 1981, 54, 1—28
15. *Дэшман С.* В кн. «Научные основы вакуумной техники». Изд. Иностранной литературы, М., 1950
16. *Лившиц А. И.* «ЖТФ», 1975, 45, 1915; 1976, 46, 328
17. *Плешивцев Н. В.* В кн. «Катодное распыление». Атомиздат, 1968
18. *Sigmund P.* Sputtering by Ion bombardment: theoretical Concepts, chap. 2 in book «Sputtering by Ion bombardment ed. by R. Behrisch, Springer Verlag, 1981
19. *Roth J., Bohdansky J., Ottenberger W.* Preprint IPP9/26 May 1977, Max Plank Inst. für Plasmaphysik, Garching by München, FRG
20. *Yurasova V. E.* Surface and bulk phenomena in single crystal sputtering. Proc. of VIII Internat. Summer School on the Physics of Ionized Gases. Dubronik, Yugoslavia, 1976
21. *Yurasova V. E., Eltecov V. A.* «Radiation effects», 1981, 56, № 4
22. *Гусева М. И., Мартыненко Ю. В.* Радиационный блистеринг. «УФН», 1981, 135, № 4
23. *Sigmund P.* «Rev. Roum. Phys.», 1972, 17, 823
24. *Beeler J. R., Besco D. G.* Venice Conf., 1962, v. 1, p. 43
25. *Behrisch R.* Plasma und interaction, report on the Conf. Tokamak reactors for Breakeven, a cryrical study of the hear-term fusion reactor program. Erice, 1976
26. *Eckstein W., Matschke F. E. P., Verbeek H.* Reflection of hydrogen from stainless steel and Ni, «J. Nucl. Math.», 1976, 63, 199—204
27. *Scherzer B. M. U.* Ion-solid interaction in fusion reactors. «J. Vac. Sci. Technol.», 1976, 13, № 1, 420—428
28. *Standenmaier G. et al.* Trapping of deuterium in carbon and silicon. «Jorn. of Nucl. Mat.», 1979, 84, 149—156
29. *Allstetter C. J., Behrisch R., Scherzer B. M. U.* Trapping of deuterium into stainless steel at low temperatures. «J. Vac. Sci. Technol.», 1978, 15 (2), 706—709
30. *Erents K., McCracken G. M.* Trapping and re-emission of fast deuterium

- ions from nickel Brit. «J. Appl. Phys.» (J. Phys. D), 1969, ser. 2, 2
31. *Smith D. L.* «Journ, Nucl. Mat.», 1978, 75, 20
  32. *Bay H. L. Bohdansky J.* Sputtering Yields for Light Ions as a Function of Angle of Incidence. «Appl. Phys.», 1979, 19, 421—426
  33. *Ваулин Е. П., Георгиева Н. Е., Мартыненко Т. П.* Зависимость коэффициента распыления меди от температуры. «ФТТ», 1977, 19, № 5
  34. *Bohdansky J.* Important sputtering yield data for tokamaks. «J. Nucl. Mat.», 1980, 93—94, 44—60
  35. *Behrisch R., Maderlechner G., Scherzer B. M. U., Robinson M. T.* «Appl. Phys.», 1979, 18, 391
-

## 4. НЕРАВНОВЕСНАЯ ПЛАЗМА ДЛЯ ХИМИИ

А. А. Иванов

## ОГЛАВЛЕНИЕ

1. Введение . . . . .	176
2. Физические основы плазменно-пучкового разряда . . . . .	181
2.1. Линейная и квазилинейная стадии пучковой неустойчивости . . . . .	181
2.2. Влияние модуляционной неустойчивости на релаксацию электронного пучка в плазме . . . . .	189
2.3. Условия зажигания разряда и возможные конфигурации . . . . .	199
2.4. Эксперименты по взаимодействию электронного пучка с плазмой . . . . .	202
3. Плазменно-пучковый разряд в химически активной плазме . . . . .	205
3.1. Плазменно-пучковый разряд в молекулярных газах . . . . .	205
3.2. Области возможного использования в плазмохимии . . . . .	216
4. Плазма в скрещенных электрическом и магнитном полях . . . . .	220
4.1. Теория стационарной плазменной центрифуги . . . . .	220
4.2. Эксперименты с вращающейся плазмой . . . . .	227
4.3. Области использования плазменных центрифуг . . . . .	232
5. Заключение . . . . .	233
Литература . . . . .	234

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время результаты и опыт, накопленные в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу тщательно анализируются с целью использования их в плазмохимии и плазменной технологии.

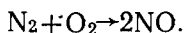
Развитие этих дисциплин привело к пониманию необходимости изучения проблем неравновесности, так как для многих процессов использование хорошо изученных равновесных и квазиравновесных систем является неэффективным и сопряжено со многими трудностями [1]. Исследования по термоядерному синтезу с этой точки зрения представляют наибольший интерес, так как именно при решении этой проблемы рассматривались вопросы сильной неравновесности, когда длина свободного пробега частиц была часто значительно больше, чем длина системы, а время эксперимента оказывалось меньшим, чем время между столкновениями частиц.

Безусловно, для ряда процессов в химии и технологии равновесные и квазиравновесные системы (такие, как мощные дуговые, ВЧ, СВЧ плазмотроны) могут оказаться весьма привлекательными, особенно в тех случаях, когда равновесная плазма



используется в качестве высокоэффективного нагревателя, например, при получении ацетилена из метана [2-4], при получении циркония из цирконата [5], феррованадия из руды [6], молибдена из дисульфида молибдена [7], железа из руды [8]. Мощности используемых дуговых плазматронов при этом порядка 100 кВт. В таких системах задача о химических реакциях сводится к обычным задачам высокотемпературной химии. Роль электронов плазмы, плотность которых определяется по формулам Саха, сводится к тому, что они обеспечивают нагрев среды за счет джоулевой диссипации до температур порядка долей электронвольта. При этом понятия кинетики химических реакций в равновесных условиях позволяют предсказывать химический состав среды при данной температуре  $T$ .

В том случае, когда для эффективного проведения химической реакции необходимо иметь большую заселенность колебательных уровней в молекулах, эффективность таких равновесных систем сильно падает. В этом отношении наиболее наглядным примером является проблема окисления азота в воздухе. Делались многочисленные попытки использовать для этой цели дуговые, ВЧ, СВЧ плазматроны, работавшие, как и дуговые, при давлениях порядка атмосферного [9-12]. При этом оказалось, что выход реакции, соответствующий равновесному, при данной температуре не превышал 3÷7% и минимальные энергетические затраты на синтез одной молекулы NO оказывались примерно равными 30 эВ [10], что в десять раз больше, чем затраты при традиционном промышленном методе с использованием природного газа. Конечно, возрастание стоимости природного газа может привести к тому, что плазмохимическая технология, основанная на равновесных процессах, окажется более конкурентоспособной, однако даже в этом случае необходимо помнить, что энергетические затраты 30 эВ на частицу более чем на порядок превышают энергию, которую необходимо затратить на получение молекулы NO при реакции



Высокие энергетические затраты связаны с тем, что энергия тратится не только на возбуждение внутренних степеней свободы молекул, ответственных за химическое взаимодействие, но и на нагрев всей массы газа.

С другой стороны, большое внимание уделяется другому интересному типу разряда, а именно, тлеющему разряду, который осуществляется при давлениях, на два-три порядка ниже атмосферного. Тлеющий разряд представляет собой неравновесную систему, в которой температура электронов много выше температуры тяжелых частиц, в то же самое время колебательная температура молекул сравнима с электронной, благодаря интенсивному взаимодействию электронов с молекулами. Последнее обстоятельство оказывается весьма важным, так как увели-

чивает выход продукта и уменьшает его стоимость, что позволяет рассмотреть перспективность использования такого неравновесного разряда в процессах сухого травления для производства микросхем [13, 14], нанесения пленок [15-17], прямого восстановления металлов из их окислов и хлоридов [18].

Однако существенным недостатком тлеющего разряда является пониженное давление и небольшая зона разряда, следовательно, относительно малые потоки частиц, которые можно пропустить через разряд. Кроме того, низкая абсолютная плотность электронов приводит к тому, что время пребывания частицы в разряде должно быть достаточно большим. В то время как потоки частиц в дуговом разряде достигают  $10^{23}$  частиц/с, в тлеющем разряде они оказываются на три-четыре порядка ниже. Время пребывания частиц в разряде, а следовательно, и характерные оптимальные размеры разряда могут быть оценены следующим образом. Время неупругого столкновения электрона с молекулой  $\tau$ , приводящее к возбуждению колебательных уровней есть

$$\tau \sim (n_0 \sigma_u v_{Te})^{-1}, \quad (1)$$

где  $n_0$  — плотность электронов,  $\sigma_u$  — сечение возбуждения,  $v_{Te}$  — тепловая скорость электронов. Это время определяет время пребывания молекулы в разряде, а также размер разряда, который можно оценить как расстояние, которое пройдет молекула за это время

$$d \sim u\tau \sim \frac{1}{n_0 \sigma_u} \cdot \frac{u}{v_{Te}}, \quad (2)$$

где  $u$  — скорость поступательного движения молекулы. Для типичных значений параметров разряда  $n_0 \leq 10^{14}$  см $^{-3}$ , тепловая энергия молекулы  $\sim 0,1$  эВ ( $u = 10^5$  см/с для  $\text{CO}_2$ ), энергия электронов  $\sim 1$  эВ,  $\sigma_u \sim 10^{-14} - 10^{-15}$  см $^2$  для  $\text{CO}_2$ . При этом размер  $d$ , оцененный по формуле (2) будет приблизительно равен одному метру. Так как для тлеющего разряда радиус составляет несколько сантиметров, то молекула скорее достигнет стенок камеры, чем будет возбуждена достаточно сильно, и эффективность разряда будет не слишком велика. Тем не менее для упомянутых выше процессов [13-18] тлеющий разряд более эффективен, чем равновесные системы, за счет более эффективного возбуждения колебательных степеней свободы электронами. Свойство дугового разряда, допускающего большие потоки частиц и, следовательно, обеспечивающего большие производительности, наряду с преимуществами тлеющего разряда, в котором с большей эффективностью энергия источника через электроны плазмы передается в колебательное возбуждение молекул, следует иметь в виду при поисках оптимальных разрядов.

По-видимому, требования к оптимальным стационарным разрядам можно было бы сформулировать следующим образом:

а) электронная плотность  $n_0$  и степень ионизации  $Z_i$  должны быть достаточно высокими. Во всяком случае, длина  $d$ , оцененная по формуле (2), должна быть меньше, чем характерный размер разрядной камеры;

б) температура электронов должна быть достаточно высокой для того, чтобы обеспечить колебательное возбуждение молекул; однако она не должна быть слишком высокой, чтобы избежать полной ионизации плазмы;

в) верхний предел для плотности молекул  $n_M$  определяется процессами релаксации колебательной энергии во вращательную и поступательную и может быть оценен в приближении Ландау—Теллера. Для значений плотности, превышающих указанный предел, колебательная, вращательная и поступательная температуры становятся сравнимыми, что приводит к снижению эффективности.

г) поток частиц  $Q$  должен быть порядка  $10^{24}$  частиц/с при сравнительно низких рабочих давлениях, таким образом поперечное сечение разряда  $S$  должно быть довольно большим. Действительно,

$$Q = n_M \cdot u \cdot S, \quad (3)$$

и так как в данном случае плотность  $n_M$  ниже, чем плотность в дуговом разряде, сечение  $S$  должно быть соответственно увеличено;

д) фиксация конечного продукта, или закалка, в таких системах требует особого рассмотрения. При низких давлениях проблема может быть несколько проще, чем в равновесных системах, так как при низких давлениях рекомбинация из-за тройного столкновения обычно несущественна. Однако для того, чтобы полностью избежать обратной реакции, продукты реакции следовало бы отделить друг от друга пространственно.

Анализируя с этой точки зрения типы разрядов, изученных в исследованиях по термоядерному синтезу, следует отметить, что многие из них были импульсными и поэтому могут быть исключены из рассмотрения. Кроме того, рабочие давления этих разрядов находились в диапазоне  $10^{-5} \div 10^{-4}$  Тор и, по-видимому, были слишком низкими для применения в плазмохимии. Поэтому стационарные разряды, такие как плазменно-пучковый разряд, высокочастотный разряд с частотой, близкой к электронной циклотронной, а также магнитно-звуковой резонанс в плазме необходимо было проанализировать с точки зрения возможности их существования при давлениях до нескольких Тор и эффективности использования в плазмохимии. Плазменно-пучковый разряд, существование которого связано с неустойчивостью пучка электронов в плазме, предсказанной в работе [19], мог быть стационарным при плотности плазмы  $n_0$  до  $10^{13}$  см $^{-3}$ , причем плазма была полностью ионизованной, а температура электронов  $T_e = 100$  эВ — слишком высокой по

сравнению с типичной энергией химической связи, составляющей по порядку величины несколько электронвольт [20]. Размеры разряда, его протяженность и поперечное сечение при этом могли регулироваться мощностью пучка, постоянным магнитным полем, направленным вдоль пучка, а также исходным давлением газа.

Нагрев электронов при частоте волны, близкой к электронному циклотронному резонансу осуществлялся при помощи волны крутовой поляризации, распространяющейся вдоль магнитного поля [21]. Из-за близости частоты волны к электронной циклотронной электрическое поле волны в плазме оказывается много большим, чем в вакууме [22], что в принципе может приводить к зажиганию разряда и нагреву электронов. Условие существования циклотронной волны в плазме накладывает условие на плотность плазмы, частоту столкновений электронов  $\nu_e$  с ионами и нейтральными частицами и частоту генератора

$$\Omega \simeq \omega_{He} = \frac{eH}{mc} \gg \nu_e, \quad (4)$$

где  $H$  — магнитное поле,  $m$  — масса электрона,  $c$  — скорость света. Плотность электронов была несколько ниже, чем в плазменно-пучковом разряде, а температура электронов того же порядка.

Явление магнитно-звукового резонанса в плазме, подробно описанное в [23], сводится к тому, что при частоте генератора

$$\Omega = k_0 V_A \quad (5)$$

имеют место колебания плазменного столба как целого. Здесь  $k_0$  — волновое число, соответствующее распространению волны поперек магнитного поля и определяемое геометрическими размерами плазмы в этом направлении,  $V_A = \frac{H_0}{\sqrt{4\pi n_0 M}}$  — альфвенская скорость,  $M$  — масса иона. В силу того, что при магнитно-звуковом резонансе энергия генератора при оптимальных условиях передается ионам [24], система, по-видимому, представляет меньший интерес для химии плазмы, хотя возможность избавиться от скин-эффекта, который появляется при наложении высокочастотного поля на плазму, кажется довольно привлекательной. Существенным ограничением для магнитно-звукового резонанса в плазме является условие того, что установка должна быть достаточно протяженной вдоль магнитного поля, т. е. отношение радиуса  $R \sim 1/k_0$  к длине  $L$ , должно быть малым, точнее [22]

$$\frac{H_0}{\sqrt{4\pi n_0 M} \Omega} \sim \frac{R}{L} < \sqrt{\frac{m}{M}}. \quad (6)$$

Для средних масс отношение  $\sqrt{\frac{m}{M}}$  есть величина порядка  $(2 \div 3) \cdot 10^{-3}$ , так что при пропускании газа вдоль магнитного

поля он либо полностью ионизируется ( $L \gg l = \frac{1}{n_0 \sigma_u} \frac{u}{v_{Te}}$ ), либо разряд перестанет существовать при слишком больших потоках газа.

Таким образом, непосредственное перенесение результатов исследований по проблеме управляемого термоядерного синтеза на плазмохимические системы является затруднительным, хотя такие моменты, как общие методы изучения неравновесности, опыт создания разрядов без скин-эффекта, возможности создания разрядов различных конфигураций представляют безусловный интерес.

В силу указанных причин обзор разделен на три части. Первая часть посвящена физике плазменно-пучкового разряда, который в значительной степени похож на СВЧ-разряд при частоте генератора, близкой к электронной циклотронной, вторая — плазменно-пучковому разряду в молекулярных газах, в которых существенна роль внутренних степеней свободы; третья — проблемам закалки и пространственного разделения продуктов химических реакций и изотопов во вращающейся плазме.

## 2. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВОГО РАЗРЯДА

### 2.1. Линейная и квазилинейная стадии пучковой неустойчивости

Рассмотрим теорию бесстолкновительной релаксации электронного пучка в плазме. Из большого количества собственных колебаний плазмы наиболее важными для этого процесса являются ленгмюровские или плазменные колебания с частотой

$$\omega = \omega_{pe} = \left( \frac{4\pi n_0 e^2}{m} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Электроны пучка, обладающие достаточно большой энергией и в силу этого практически не испытывающие столкновений как с электронами, так и с ионами плазмы, раскачивают плазменные колебания, передавая им свою энергию. Таким образом, в этом случае мы имеем дело с СВЧ-генератором, действующим как бы в самой плазме. Пучок электронов при этом теряет свою энергию и поступательную скорость. В работах [25—27] были заложены основы квазилинейной теории, позволяющей самосогласованно описывать эволюцию функции распределения электронов пучка и изменение скорости нарастания плазменных волн.

В однородном случае система плазма—пучок может быть описана следующей системой уравнений

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + v_x \frac{\partial f_e}{\partial x} - \frac{eE_x}{m} \frac{\partial f_e}{\partial v_x} = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = 4\pi e (n_i - n_e), \quad (9)$$

$$n_e = \int f_e dx. \quad (10)$$

Здесь (8) — кинетическое уравнение, описывающее функцию распределения как электронов плазмы, так и электронов пучка, (9) — уравнение Пуассона, где  $n_i = n_{e0} + n_{b0} = \text{const}$ , так как на ионы плазмы из-за их большой массы по сравнению с массой электрона высокочастотные электрические поля влияют слабо и их можно рассматривать как находящиеся в покое. Наконец, уравнение (10) выражает плотность электронов через функцию распределения. Мы считаем, что интересующие нас процессы протекают за время, много меньшее, чем время парных столкновений.

Предполагая, что в начальный момент в плазме отсутствует электрическое поле (уровнем тепловых шумов мы пренебрегаем) и задавая функцию распределения электронов в виде

$$f_{e0} = n_0 \left[ \left( \frac{m}{2\pi T_e} \right)^{1/2} \cdot \exp \left\{ -\frac{mv_x^2}{2T_e} \right\} + \frac{n_b}{n_0} \left( \frac{m}{2\pi T_b} \right)^{1/2} \cdot \exp \left\{ -\frac{m}{2T_e} (v_x - v_b)^2 \right\} \right], \quad \frac{n_b}{n_0} \ll 1;$$

$$v_b \gg \left( \frac{2T_e}{m} \right)^{1/2} \sim \left( \frac{2T_b}{m} \right)^{1/2},$$

получим, что в нулевом приближении система (8—10) при  $E_x = 0$  дает

$$n_i = n_b + n_0 \approx n_0.$$

С учетом первой поправки к функции распределения, зависящей от координаты и времени, получим

$$f_e = f_{e0} + f_1(v_x, x, t) = f_{e0} + \sum_k f_k \exp \{-i\omega t + ikx\},$$

$$E_x = \sum_k E_k \exp \{-i\omega t + ikx\}.$$

Определяя теперь связь между  $f_k$  и  $E_k$  из уравнения (8)

$$f_k' = i \frac{e}{m} \left( \frac{\partial f_{e0}}{\partial v_x} \right) (\omega - kv_x)^{-1} E_k \quad (11)$$

и подставляя выражение для  $f_k$  в уравнение Пуассона (9) с учетом соотношения (10) получим, что при  $E_k \neq 0$  частота волны  $\omega$  и волновое число  $k$  должны быть связаны следующим дисперсионным соотношением

$$1 = -\frac{4\pi e^2}{mk} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial f_{e0} / \partial v_x}{\omega - kv_x} dv_x. \quad (12)$$

Несобственный интеграл в уравнении (12) можно, взяв, используя правило Ландау [22]

$$\int \frac{dx}{x-a} = P \int \frac{dx}{x-a} + i\pi\delta(x-a),$$

где  $P$  — главная часть интеграла,  $\delta(x-a)$  — функция Дирака. Дисперсионное соотношение при этом принимает следующий вид

$$1 = -\frac{4\pi e^2}{mk} P \int \frac{\partial f_{oe}/\partial v_x}{\omega - kv_x} dv_x + i \frac{\pi}{|k|} \frac{4\pi e^2}{mk} \left( \frac{\partial f_{oe}}{\partial v_x} \right) \Big|_{v_x=\omega/k}.$$

Интегрирование здесь должно быть проведено по всем значениям  $v_x$  кроме точки  $v_x = \frac{\omega}{k}$ . Так как раскачка волн происходит

за счет их взаимодействия с электронами пучка, то фазовая скорость  $\omega/k \approx v_b \gg v_{Te} = (2T_e/m)^{1/2}$  и можно произвести разложение подынтегральной функции по малости  $v_x k/\omega$ . В результате имеем при  $n_b/n_0 \ll 1$

$$1 = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} + i \frac{\pi}{|k|} \frac{4\pi e^2}{mk} \left( \frac{\partial f_{oe}}{\partial v_x} \right) \Big|_{v_x=\omega/k}. \quad (13)$$

Второе слагаемое в правой части имеет максимум вблизи  $v_x = v_b$ , то есть оно определяется той частью функции распределения, которая описывает пучок. Таким образом, решение уравнения (13) можно записать в виде

$$\omega = \omega_{pe} + i\gamma,$$

$$\gamma = \sqrt{\pi} \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_{Tb}^2} \frac{n_b}{n_0} (kv_b - \omega_{pe}) \exp \left\{ -\frac{m(kv_b - \omega_{pe})^2}{2T_b} \right\}. \quad (14)$$

При  $v_b > \omega_{pe}/k$ ,  $\gamma > 0$  и амплитуда электрических полей будет возрастать. Максимальная величина  $\gamma$ :

$$\gamma_{\max} = \sqrt{\frac{\pi}{2e}} \omega_{pe} \frac{v_b^2}{v_{Tb}^2} \frac{n_b}{n_0}, \quad (15)$$

$$k = \omega_{pe} (v_b - v_{Tb}/\sqrt{2})^{-1}, \quad (16)$$

где  $e$  — основание натурального логарифма.

Амплитуда шумов в плазме начинает нарастать пропорционально  $\exp(\gamma t)$  от уровня тепловых. Амплитуда не может возрастать бесконечно, так как электрические поля действуют на функцию распределения таким образом, что инкремент уменьшается. Для того, чтобы учесть это обстоятельство, в кинетическом уравнении для функции распределения электронов необходимо учитывать члены порядка  $E_x f_1$ . Так как волны воздействуют в основном на функцию распределения электронов пучка  $f_b$ , то можно ограничиться изучением динамики только этой части функции распределения, считая, что изменение дисперсионных свойств плазмы несущественно. При решении нелинейной задачи спектр собственных колебаний будем считать не-

прерывным, переходя в случае необходимости от суммирования по  $k$  к интегрированию. Функция распределения пучка теперь уже может медленно меняться во времени и пространстве, поэтому

$$f_b = f_b^0(x, v_x, t) + \sum_{k, \omega} f_{bk, \omega} \exp\{-i\omega t + ikx\}.$$

Получим уравнение для функции  $f_b^0(x, v_x, t)$ . Для этого подставим выражение для  $f_b$  и разложение для  $E_x$  в кинетическое уравнение

$$\frac{\partial f_b}{\partial t} + v_x \frac{\partial f_b}{\partial x} - \frac{eE_x}{m} \frac{\partial f_b}{\partial v_x} = 0. \quad (17)$$

и проведем усреднение по быстрым осцилляциям, удержав нелинейный член

$$\begin{aligned} \overline{\frac{\partial f_b^0}{\partial t}} + v_x \overline{\frac{\partial f_b^0}{\partial x}} &= \\ &= \sum_{\substack{k, k' \\ \omega, \omega'}} \frac{eE_{k'\omega'} \overline{\frac{\partial f_{bk', \omega'}}{\partial v_x}}}{m} \exp\{i(k+k')x - i(\omega+\omega')t\}. \end{aligned}$$

Здесь черта означает усреднение по периоду времени, большому чем  $2\pi/\omega_k$  и по расстояниям, большиим, чем  $2\pi/k$ . Нелинейный член отличен от нуля лишь для  $\omega' + \omega = 0$  и  $k' + k = 0$ . Кроме того,  $\overline{\frac{\partial f_b^0}{\partial t}} = \frac{\partial f_b^0}{\partial t}$  и  $v_x \overline{\frac{\partial f_b^0}{\partial x}} = v_x \frac{\partial f_b^0}{\partial x}$ . Так как выражение для  $f_{bk, \omega}$  может быть получено из уравнения (17) в линейном приближении и с точностью до обозначений совпадает с выражением (11), то

$$\frac{\partial f_b^0}{\partial t} + v_x \frac{\partial f_b^0}{\partial x} = i \frac{e^2}{m^2} \frac{\partial}{\partial v_x} \left( \sum_{k, \omega} \frac{E_{k, \omega} E_{(-k, -\omega)}}{\omega - kv_x} \frac{\partial f_b^0}{\partial v_x} \right). \quad (18)$$

В силу действительности величины  $E_x(x, t)$  для фурье-компонент электрического поля имеем  $E_{(-k, -\omega)} = E_{k, \omega}^*$ , кроме того, для собственных колебаний  $\omega = \omega_k$ , и суммирование по  $\omega$  можно опустить. Так как характерные размеры системы обычно значительно превышают длину плазменной волны, можно для получения более компактных выражений перейти от суммирования по  $k$  к интегрированию. При этом в уравнении появится дополнительный множитель  $2\pi/l_x$ , где  $l_x$  — размер системы вдоль оси  $x$ .

Действительно, так как плотность энергии электрического поля есть  $E_x^2/8\pi$ , то в однородном случае

$$\begin{aligned} \int (E_x^2/8\pi) dx &= 1/8\pi \int E_{k'} \exp\{ik'x - i\omega_{k'}t\} E_{k''} \times \\ &\times \exp\{ik''x - i\omega_{k''}t\} dk' dk'' dx = \\ &= 1/8\pi \int E_{k'} E_{k''} 2\pi \delta(k' + k'') dk' dk'' = 2\pi \int (E_{-k} E_k) / 8\pi dk, \end{aligned}$$



или

$$E^2/8\pi = \left(\frac{2\pi}{l_x}\right) \int |E_k|^2/8\pi dk$$

С другой стороны, при разложении в ряд Фурье, определяя плотность энергии  $E^2/8\pi$ , таким же способом получим, что она будет равна  $\sum_k |E_k|^2/8\pi$ . Следовательно, переходя от суммирования

к интегрированию в уравнении (18), получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_b^0}{\partial t} + v_x \frac{\partial f_b^0}{\partial x} &= i \frac{e^2}{m^2} \frac{\partial}{\partial v_x} \left( \int \frac{|E_k|^2}{\omega - kv_x} \frac{2\pi}{l_x} dk \frac{\partial f_b^0}{\partial v_x} \right) = \\ &= \left(\frac{e}{m}\right)^2 \pi \frac{\partial}{\partial v_x} \left( \int |E_k|^2 \frac{2\pi}{l_x} \delta(\omega - kv) dk \frac{\partial f_b^0}{\partial v_x} \right). \end{aligned}$$

Вводя обозначение

$$W_k = \frac{2\pi}{l_x} |E_k|^2/8\pi$$

и пользуясь выражением для инкремента, которое можно получить из уравнения (13)

$$\frac{1}{2} \frac{\partial W}{W \partial t} = \gamma = \frac{\pi}{2|k|} \frac{4\pi e^2}{mk} \left. \left( \frac{\partial f_b^0}{\partial v_x} \right) \right|_{v_x = \omega/k},$$

выпишем систему квазилинейных уравнений

$$\frac{\partial f_b^0}{\partial t} + v_x \frac{\partial f_b^0}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial v_x} \left( \frac{8\pi e^2}{m^2} \pi \frac{W}{|v_x|} \frac{\partial f_b^0}{\partial v_x} \right), \quad (19)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + v_g \frac{\partial W}{\partial x} = W \pi \omega_{pe} v^2 \frac{1}{n_0} \frac{\partial f_b^0}{\partial v_x}, \quad (20)$$

$$\int f_b^0 dv_x = n_b. \quad (21)$$

Здесь  $W$  является функцией скорости, так как  $k = \omega_{pe}/v_x$ , а в уравнение (20) добавлен член, описывающий вынос колебаний с групповой скоростью. Квазилинейные уравнения (19)-(21) подробно рассмотрены в работах [25—27], где показано, что может быть две различных постановки задачи — временная и пространственно однородная, или стационарная, возникающая при постоянной инжекции пучка в полупространство, занятое плазмой. И в том и в другом случае вид конечной функции распределения представляет собой плато в пространстве скоростей с  $\frac{\partial f_b^0}{\partial v_x} = 0$ .

В том случае, когда рассматривается временная задача, плотность энергии плазменных волн можно оценить из следующих простых соображений. В начальный момент времени  $t = t_1$  (см. рис. 1) все частицы пучка были сосредоточены вблизи точки  $v_x = v_b$ , а в конечный  $t = t_3$  центр плато находится в точке  $v_x = v_b/2$ . Таким образом, значительная доля энергии пучка перешла в энергию волн и плотность энергии волн в конеч-

$$W \sim n_b m v_b^2 / 2. \quad (22)$$

Задача о динамике перехода функции распределения пучка может быть решена аналитически [28—29]. При этом оказывается, что функция распределения электронов пучка представляет собой ступеньку, левая граница которой смещается со временем в направлении меньших скоростей (см. рис. 1) ном состоянии

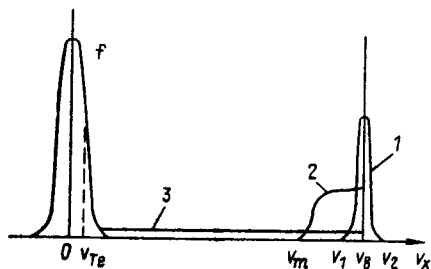


Рис. 1. Стадии релаксации электронного пучка в плазме:  
1— $t_1$ ; 2— $t_2$ ; 3— $t_3$ ;  $t_3 > t_2 > t_1$

Это обстоятельство может быть интерпретировано следующим образом. Для пучков отношение конечной к начальной плотности шумов велико настолько, что логарифм этого отношения порядка кулоновского логарифма  $\Lambda \approx 20$ . За фронтом волны в пространстве скоростей, где плотность энергии волн порядка конечной, за время порядка  $1/\gamma_{\max}$  происходит образование плато, в то время как на фронте происходит рост шумов по закону  $W_0 \exp(\gamma t)$ , где  $W_0$  — начальный уровень шумов порядка теплового. Если бы начальный уровень шумов был равен нулю, то волна в пространстве скоростей стояла бы на месте. Так как отношение  $W/W_0 \sim \Lambda$ , то время нарастания шумов  $t \sim \gamma^{-1} \Lambda$ . Точное решение задачи дает время, за которое фронт волны пройдет в пространстве скоростей расстояние  $\Delta v_x$  [28, 29]

$$t = (1/\bar{\gamma}) \frac{\Lambda}{2}, \quad (23)$$

где

$$\bar{\gamma} = \pi \omega_{pe} (n_b/n_0) (v_b/\Delta v_x)^2.$$

Трехмерная квазилинейная релаксация электронного пучка подробно исследована как аналитическими методами, так и методом неполного численного моделирования и, вообще говоря, приводит к тем же качественным результатам, что и одномерная из-за того, что инкремент раскачки колебаний максимален в направлении распространения пучка [30]. Это приводит к появлению шумов в узком диапазоне углов вдоль направления распространения пучка, причем существование надтепловых шумов в конусе с небольшим углом раствора сохраняется на

всех этапах взаимодействия. Поэтому характерное время релаксации оказывается по порядку величины таким же, как и в одномерном случае, и может быть оценено из формулы (23). Как правило, время релаксации пучка много меньше времени пролета электронами пучка расстояния, равного длине установки. Поэтому, для экспериментальной проверки полученных закономерностей необходимо рассмотреть еще задачу о стационарной инжекции пучка в полупространство, занятое плазмой.

Рассмотрим установившийся режим. При этом координата  $x$  отсчитывается от границы в глубь плазмы, так что  $x=0$  соответствует  $t=0$  во временной задаче (см. рис. 1). Полагая в системе уравнений (19)—(21) все производные по времени равными нулю, получим систему уравнений, описывающую стационарную инжекцию электронного пучка в плазму. При этом на достаточно большом расстоянии от точки инжекции  $x=0$  как функция распределения пучка  $f_b^0$ , так и плотность энергии шумов  $W$  перестают зависеть от  $x$ . Задача о динамике перехода также может быть решена аналитически [28, 29] и вид функции распределения электронов пучка соответствует изображенному на рис. 1 с той лишь оговоркой, что изменение функции распределения происходит вдоль направления инжекции пучка, а не во времени. Координата  $x$ , в которой фронт волны в пространстве скоростей достигнет точки  $v_m = v_b - \Delta v_x$ , определяется формулой [28, 29]

$$x = (v_g / \bar{v}) \cdot \frac{\Lambda}{2}. \quad (24)$$

Стационарность состояния обеспечивается тем, что генерация колебаний при пучковой неустойчивости компенсируется их выносом с групповой скоростью  $v_g$  вдоль направления инжекции. Установление стационарного состояния изучалось в работе [31], где было показано, что первая группа частиц пучка, инжектируемая в плазму, возбуждает ленгмюровские колебания на самом входе в систему, и отдавая энергию колебаниям, релаксирует на довольно большой, но конечной длине. Следующая группа электронов пучка взаимодействует уже с существующими колебаниями и поэтому отдает энергию уже на меньшем расстоянии от входа в систему. Энергия шумов теперь уже больше и распределена на меньшей длине. В результате происходит «схлопывание» области нарастания шумов до тех пор пока вынос шумов  $v_g (\partial W / \partial x)$  не сбалансирует их поступления за счет неустойчивости. Стационарное решение устанавливается за время порядка  $\Lambda (n_0/n_b) / \omega_{pe}$  [31]. Что касается длины релаксации, т. е. расстояния от входа в систему, на которой на функции распределения электронов по скоростям устанавливается плато, то следует отметить, что она пропорциональна  $v_g$ , которая в свою очередь определяется магнитным полем, температурой и плотностью плазмы, поперечными размерами пучка и

плазмы. В случае простейшей модели, когда длина волны возбуждаемых колебаний много меньше диаметра пучка, а магнитное поле не слишком велико, групповая скорость определяется только плотностью плазмы и температурой электронов

$$v_g = (3/2) \cdot (v_{Te}^2 / \omega_{pe}) k_x.$$

Подставляя сюда значение  $k_x = \omega_{pe} / v_b$ , получим, что

$$v_g = (3/2) \cdot v_{Te} \frac{v_{Te}}{v_b} \ll v_{Te}.$$

Таким образом, вынос колебаний происходит с малой групповой скоростью, в то время как их накачка осуществляется электронами пучка, скорость которых  $v_b \gg v_{Te}$ . Поэтому уровень ленгмюровских колебаний достигает достаточно большой величины, такой что

$$W \sim n_b \frac{m v_b^2}{2} \cdot \frac{v_b}{v_g} = n_b \frac{m v_b^2}{2} \frac{v_b^2}{v_{Te}^2} \cdot \frac{2}{3},$$

так как

$$W v_g \sim n_b \frac{m v_b^3}{2} v_b.$$

Вообще говоря, в условиях эксперимента, когда диаметр пучка сравним с длиной волны и плазма помещена в магнитное поле, групповая скорость колебаний может быть значительно больше и достигать значений порядка  $v_b$ . Однако даже в этом случае уровень энергии шумов достаточно велик для того, чтобы включились механизмы ограничения  $W$ , например, модуляционная неустойчивость. В силу того, что фазовые скорости раскачиваемых волн значительно превышают тепловую скорость электронов плазмы, ленгмюровские колебания практически не взаимодействуют с электронами плазмы. Все нелинейные взаимодействия волн между собой и с частицами приводят к уменьшению частоты исходной волны и, следовательно, согласно дисперсионному уравнению для ленгмюровских колебаний, к увеличению длины волны [32]. В конце концов вся энергия ленгмюровских колебаний накапливается в области очень больших, по сравнению с исходной, длин волн, и можно считать, что вся энергия перешла в монохроматическую ленгмюровскую волну большой амплитуды.

Вопрос о времени перехода и степени монохроматичности такой волны требует специального рассмотрения, однако в принципе переход в такое состояние в однородной плазме весьма вероятен и можно поставить вопрос о дальнейшей эволюции ленгмюровских колебаний.

Кроме того, модуляционная неустойчивость в принципе может развиваться непосредственно на длинах волн, раскачиваемых пучком. Это может приводить к так называемому «прямоугольному коллапсу», который, ограничивая уровень колебаний, мо-

жет сильно увеличить длину релаксации пучка. Эта проблема становится особенно важной при рассмотрении нагрева бесстолкновительной плазмы волной с частотой, близкой к  $\omega_{pe}$ .

## 2.2. Влияние модуляционной неустойчивости на релаксацию электронного пучка в плазме

Модуляционная неустойчивость была впервые рассмотрена в работе [33], а ее нелинейная стадия, приводящая к коллапсу, подробно изучена в работе [34].

Исходными уравнениями являются следующие:

$$n_e m \left( \frac{\partial v_e}{\partial t} + (\mathbf{v}_e \nabla) \mathbf{v}_e \right) = -n_e e \mathbf{E} - T_e \nabla n_e, \quad (25)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div} (n_e \mathbf{v}_e) = 0, \quad (26)$$

$$n_i M \left( \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} + (\mathbf{v}_i \nabla) \mathbf{v}_i \right) = n_i e \mathbf{E}, \quad (27)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \text{div} (n_i \mathbf{v}_i) = 0, \quad (28)$$

$$\text{div} \mathbf{E} = 4\pi e (n_i - n_e). \quad (29)$$

Будем считать, что в плазме имеется высокочастотное поле ( $\omega = \omega_{pe}$ ), амплитуда которого поддерживается за счет пучка,

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} (\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) e^{-i\omega t} + \text{к. с.}). \quad (30)$$

В первом приближении пренебрегая нелинейностью и слабой зависимостью амплитуды от времени, получим из (25) и (26)

$$\mathbf{v}_e = \frac{e\mathbf{E}}{m i \omega}.$$

Полагая  $n_e = n_0 + \delta n$ , подставим выражения для  $v_e$  и  $n_e$  в уравнение (25), удерживая в нем члены до третьего порядка малости, пропорциональные  $e^{-i\omega t}$ , а также тепловую поправку и производные по времени от амплитуды поля. В результате получим [34]

$$i \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \omega}{\partial k^2} \lambda_D \text{grad div} \mathbf{E} = \frac{\omega_{pe}}{2n_0} \delta n \mathbf{E}. \quad (31)$$

Пользуясь тем, что для плазменных волн  $\omega = \omega_{pe} (1 + \frac{3}{2} k^2 \lambda_D^2)$  можно заменить в уравнении (31)  $\partial^2 \omega / \partial k^2$  на  $\omega_{pe} \cdot 3 \cdot k^2 \cdot \lambda_D^2$ . Складывая уравнения движения электронов и ионов, проводя усреднение по высокой частоте и учитывая, что для медленных движений  $\bar{n}_e = \bar{n}_i$ , получим

$$\frac{\partial^2 \delta n}{\partial t^2} - \frac{T_e}{M} \Delta \delta n = \frac{1}{16\pi M} \Delta |\mathbf{E}|^2. \quad (32)$$

Уравнения (31) и (32) описывают как линейную, так и нелинейную стадию модуляционной неустойчивости. В линейном

приближении из уравнения (31) имеем

$$i \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \omega_{pe} \lambda_D^2 \frac{3}{2} \Delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 0,$$

или

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \cdot \exp \left\{ -\frac{3}{2} \lambda_D^2 k_0^2 \omega_{pe} t + i \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} \right\}. \quad (33)$$

Полученное соотношение определяет волну накачки, которая есть собственное решение — ленгмюровская волна с волновым вектором  $\mathbf{k}_0$  и частотой  $\omega_0 = \omega_{pe} + \frac{3}{2} k_0^2 \lambda_D^2 \omega_{pe}$ . Эта волна накачки оказывается неустойчивой относительно коротковолновых возмущений с  $k \gg k_0$ .

Полагая

$$\delta n = \delta n_{\mathbf{k}} \cos(\omega t - (\mathbf{k}\mathbf{r})) = \delta n_{\mathbf{k}} \frac{e^{-i\omega t + i(\mathbf{k}\mathbf{r})} + e^{i\omega t - i(\mathbf{k}\mathbf{r})}}{2}$$

в уравнении (31) и используя (33), получим

$$\mathbf{E}_1 = \frac{1}{2} \frac{\omega_{pe}}{2n} \delta n_{\mathbf{k}} \mathbf{E}_0 \left\{ \frac{e^{-it \left( \omega + \frac{3}{2} \omega_{pe} k_0^2 \lambda_D^2 \right) + i(\mathbf{k} + \mathbf{k}_0)\mathbf{r}}}{\left( \omega + \frac{3}{2} \omega_{pe} k_0^2 \lambda_D^2 - \frac{3}{2} \omega_{pe} (\mathbf{k} + \mathbf{k}_0)^2 \lambda_D^2 \right)} + \right. \\ \left. + \frac{e^{-it \left( -\omega + \frac{3}{2} \omega_{pe} k_0^2 \lambda_D^2 \right) + i(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k})\mathbf{r}}}{-\omega + \frac{3}{2} \omega_{pe} k_0^2 \lambda_D^2 - \frac{3}{2} \omega_{pe} \lambda_D^2 (\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)^2} \right\}.$$

Подставляя выражение для  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1$  в уравнение (32), получим дисперсионное соотношение для волн, у которых  $\mathbf{k}$  направлен вдоль  $\mathbf{E}_0$ :

$$k^2 \frac{T_e}{M} - \omega^2 = \frac{\omega_{pe}}{n_0} \frac{|\mathbf{E}_0|^2 k^2}{16\pi M} \left[ \frac{1}{-2\omega + \delta_+ \cdot \omega_{pe}} + \frac{1}{2\omega + \delta_- \cdot \omega_{pe}} \right], \quad (34)$$

$$\delta_{\pm} = 3\lambda_D^2 [-k_0^2 + (\mathbf{k}_0 \pm \mathbf{k})^2].$$

Полученное дисперсионное соотношение для волны с  $\omega \ll \omega_0$  и  $k \gg k_0$  может быть использовано как для описания распаднй неустойчивости, когда одно из слагаемых в правой части уравнения много больше другого, так и для определения инкремента и порогов модуляционной неустойчивости, когда оба слагаемых равноценны. В первом случае, когда, например,  $\omega = \frac{1}{2} \delta_+ \omega_{pe}$ , можно считать, что исходная волна с частотой  $\omega_0$  возбуждает ионный звук  $\omega = kc_s$  и ленгмюровскую волну с частотой  $\omega_0 - kc_s$ . В этом случае у исходной волны появляется один спутник.

Если учитывать оба слагаемых, что справедливо при  $k \gg k_0$  и  $\delta_+ \approx \delta_- \approx 3k^2 \lambda_D^2 = \delta$  и потребовать, чтобы  $\omega_{pe} \delta \gg 2\omega_0$ , то

$$\omega^2 = k^2 c_s^2 - \frac{E_0^2}{16\pi n_0 T_e} \frac{2k^2 c_s^2}{\delta}. \quad (35)$$

Условие неустойчивости  $\omega^2 < 0$ , то есть

$$\frac{E_0^2}{8\pi n_0 T_e} = \frac{W}{n_0 T_e} > 3k^2 \lambda_D^2; \quad W = \frac{E_0^2}{8\pi n_0 T_e}. \quad (36)$$

Значение инкремента  $\gamma_{\text{mod}}$  может быть получено из (35) и равно

$$\gamma_{\text{mod}} \approx \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{W_0}{n_0 T_e} \frac{m}{M}}. \quad (37)$$

Вблизи порога, когда  $\gamma \sim \omega \sim kc_s$ , условие  $\omega_{pe} \delta \gg \omega \sim kc_s$  принимает вид

$$k\lambda_D > \sqrt{\frac{m}{M}}, \quad (38)$$

или согласно (36)

$$\frac{W_0}{n_0 T_e} > \frac{m}{M}. \quad (39)$$

Это условие совпадает с условием пренебрежения  $k^2 c_s^2$  по сравнению с  $\omega^2 \sim \gamma^2$ , т. е. при достаточно большой амплитуде волны накачки можно не учитывать  $kc_s$  и неустойчивость существует в сверхзвуковом режиме.

Максимальный инкремент достигается в области  $k\lambda_D \sim \sqrt{\frac{m}{M}} \sim \sqrt{\frac{W_0}{n_0 T_e}}$  так что можно считать, что происходит модуляция ленгмюровской волны с

$$k_1 \sim \frac{1}{\lambda_D} \left( \frac{W_0}{n_0 T_e} \right)^{1/2}; \quad l_1 \sim \frac{1}{k_1} \sim \lambda_D \left( \frac{n_0 T_e}{W_0} \right)^{1/2}. \quad (40)$$

Нелинейная стадия модуляционной неустойчивости приводит к образованию каверн — областей пониженной плотности плазмы, в которых заперты плазменные колебания, вытесняющие из этих областей плазму. Каверны уменьшаются до размеров, при которых включается механизм диссипации плазменных колебаний, например затухание Ландау достаточно коротковолновых плазмонов [34].

В работе [35] было показано, что возможность коллапса зависит от числа измерений пространства. Если воспользоваться тем обстоятельством, что частота плазменной волны в каверне не меняется, и изменяться могут лишь плотность плазмы и длина запертой волны, то из условий  $k_1 \lambda_D \ll 1$  и  $\omega = \omega_{pe} + \omega_{pe} \frac{3}{2} k_1^2 \lambda_D^2 = \text{const}$  следует

$$\frac{|\delta n|}{n_0} \sim k_1^2 \lambda_D^2. \quad (41)$$

Число запертых в каверне плазмонов также не меняется

$$\frac{1}{\omega_{pe}} \int \frac{|\mathbf{E}|^2}{4\pi} d\mathbf{r} = \text{const}. \quad (42)$$

Так как  $\frac{|\delta n|}{n_0} \ll 1$ , то  $\omega_{pe} \approx \text{const}$  в формуле (42) поэтому

$$E^2 \sim l_1^{-8}.$$

Здесь  $l_1$  — размер каверны  $s=1, 2, 3$  — число измерений. С другой стороны из формулы (41) следует, что необходимо преодолеть давление вытесненной плазмы  $\delta n T \sim l_1^{-2}$ . Таким образом, в одномерном случае уменьшение размеров каверны прекратится. В двумерном случае, если вначале высокочастотное давление превышало  $\delta n T_e$ , то коллапса не остановит. В трехмерном случае  $s=3$  коллапс происходит независимо от начальных условий.

Следуя работе [36], выделим три области в  $k$  пространстве — область модуляционной неустойчивости от  $k_0$  до  $k_1$ , инерционный интервал — область значений от  $k_1$  до  $k^*$  — такого значения  $k$ , при котором происходит поглощение плазменных колебаний.

Рассмотрим сначала инерционный интервал. Для этого обратимся к системе уравнений (31), (32). В приближении  $\gamma^2 \gg \gg c_s^2 k^2$  в уравнении (32) можно пренебречь вторым слагаемым в левой части этого уравнения. Тогда закон, по которому растёт поле в каверне

$$|E|^2 \sim 1/(t_0 - t)^2. \quad (43)$$

Из соотношения (42) следует, что

$$l_1^3 \sim (t_0 - t)^2, \quad k_1^2 \sim (t_0 - t)^{-4/3}. \quad (44)$$

Таким образом, для зависимости  $\delta n(t)$  имеем из (41)  $\delta n \sim \sim (t_0 - t)^{-4/3}$ .

Для скорости коллапса  $dl_1/dt \sim (t_0 - t)^{-1/3}$ , т. е. в трехмерном случае каверна всегда выходит в сверхзвуковой режим и сделанное в начале предположение справедливо.

Если рассматривать электронный пучок, обеспечивающий волну накачки с  $l_0 \gg l_1$ , то должно выполняться условие [36]  $\langle E \rangle = E_0$ . Здесь скобки соответствуют усреднению по объему плазмы,  $E_0 = \text{const}$ . Тогда умножая скалярно уравнение (31), в котором учтен источник накачки на  $E^*$ , и интегрируя по всему пространству, получим

$$\begin{aligned} i \int E^* \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} d\mathbf{r} + \frac{3}{2} \omega_{pe} \lambda_D^2 \int E^* \cdot \text{grad div } E d\mathbf{r} = \\ = \frac{\omega_{pe}}{2n_0} \int E^* \delta n E d\mathbf{r} + \frac{\omega_{pe}}{2n_0} \int E^* \frac{\delta n}{n_0} d\mathbf{r} E_0. \end{aligned} \quad (45)$$

Проводя интегрирование по частям, получим:

$$\begin{aligned} i \int E^* \text{grad div } E d\mathbf{r} = \int (E^* \nabla) (\nabla \cdot E) d\mathbf{r} = \int (E^* ds) (\nabla \cdot E) - \\ - \int (\nabla E^*) \cdot (\nabla E) d\mathbf{r} = - \int \text{div } E \cdot \text{div } E^* d\mathbf{r}. \end{aligned}$$

Здесь учтено, что интеграл по бесконечно удаленной поверхности равен нулю.

Умножая теперь уравнение комплексно сопряженное с (31), скалярно на  $E$  и вычитая результат из (45), получим

$$\frac{d}{dt} \int \frac{|E|^2}{8\pi} d\mathbf{r} = i \frac{\omega_{pe}}{2n_0} E_0 \int \frac{E \delta n}{8\pi} d\mathbf{r} - \text{к. с.}$$



Для отдельной каверны  $\delta n \sim (t_0 - t)^{-4/3}$ ;  $d\mathbf{r} \approx l_1^3 \sim (t_0 - t)^2$ ,  
 $E \sim (t_0 - t)^{-1}$ , получим, что

$$\frac{d}{dt} \int \frac{|\mathbf{E}|^2}{8\pi} d\mathbf{r} = A \cdot \frac{(t - t_0)^2}{(t - t_0)^{7/3}} = A \cdot (t - t_0)^{-1/3},$$

$$\int \frac{|\mathbf{E}|^2}{8\pi} d\mathbf{r} = \text{const} + O(t_0 - t)^{2/3} \approx \text{const}.$$

Таким образом, энергия в отдельных кавернах сохраняется. Роль инерционного интервала в особенности важна, когда  $T_e = T_i$  и ионнозвуковые колебания в плазме не существуют. При этом вид спектра в этом интервале может быть найден из условия постоянства потока каверн по спектру в  $k$  пространстве. Так как скорость в этом случае  $dk/dt$ , то если спектральная плотность каверн  $N_k$ , то

$$N_k dk/dt = \text{const}. \quad (46)$$

Так как все каверны образуются при  $k = k_1$  примерно с одним содержанием энергии, которая сохраняется в каждой из каверн, то  $E_k^2 k^2 dk \sim N(k) dk$ , и  $W_k = E_k^2 k^2 \sim N_k$ . Из уравнений (46) и (44) следует, что

$$N_k \sim (t_0 - t)^{5/3} \sim k^{-5/2} \sim W_k. \quad (47)$$

Обратимся теперь к области поглощения. Характерное волновое число  $k^*$  определится из условия равенства

$$\gamma_{\text{mod}} \int_{k_0}^{k_1} W_k dk = \Gamma_{k^*} \int_{k^*}^{\infty} W_k' dk, \text{ или } \gamma_{\text{mod}} W \approx \Gamma_{k^*} W', \quad (48)$$

где  $W' = W \left( \frac{k_1}{k^*} \right)^{3/2}$ . Подставляя сюда значения  $k_1$  из формулы (40), а также значение  $\gamma_{\text{mod}} \approx \omega_{pe} (mW/Mn_0 T_e)^{1/2}$ , получим

$$\frac{\Gamma_{k^*}}{\omega_{pe}} = \left( k^* \lambda_D \sqrt{\frac{n_0 T_e}{W}} \right)^{3/2} \left( \frac{m}{M} \frac{W}{n_0 T_e} \right)^{1/2}, \quad (49)$$

$$\frac{\Gamma_{k^*}}{\omega_{pe}} = \left[ (k^* \lambda_D)^3 \frac{m}{M} \right]^{1/3} \left( \frac{n_0 T_e}{W} \right)^{1/4}.$$

Здесь  $W$  — энергия в области модуляционной неустойчивости от  $k_0$  до  $k_1$ . Если даже воспользоваться формулой для максвелловской плазмы

$$\Gamma_{k^*} = \omega_{pe} \left( \frac{\pi}{8} \right)^{1/2} \frac{\exp \left\{ -\frac{1}{2} (k^*)^2 \lambda_D^2 - \frac{3}{2} \right\}}{(k^*)^2 \lambda_D^3},$$

то из соотношения (49) следует, что при  $k^* \lambda_D \sim 1/3 \div 1/4$  затухание становится существенным и равенство (49) может быть выполнено [36]. Затухание приведет к нагреву электронов, имеющих энергию в несколько раз превышающую электронную температуру и вытягиванию «хвостов» функции распределения. Нас будет больше интересовать не механизм нагрева этих электро-

нов, а влияние модуляционной неустойчивости на уровень шумов в области взаимодействия пучка с ленгмюровскими колебаниями.

Численные эксперименты показали, что при  $T_e \gg T_i$  при коллапсе каверны происходит генерация ионного звука, который из-за малой скорости его поглощения в неизотермической плазме может накапливаться и существенным образом влиять на механизм перекачки ленгмюровских колебаний к малым масштабам. В том случае, когда  $k^* \lambda_D \ll 1$  энергия ионнозвуковых волн определяется движением ионов [22], то есть

$$W_i = \frac{Mn_0}{2} \int d\mathbf{r} |v_i|^2.$$

Из уравнения (28) следует, что

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} + n_0 \operatorname{div} v_i = 0,$$

или

$$v_i \simeq l(t) \frac{1}{n_0} \frac{\partial \delta n}{\partial t},$$

где  $l(t)$  масштаб коллапсирующей каверны.

Оценка величины  $W_i$  может быть теперь сделана с использованием уравнения (32) в сверхзвуковом режиме следующим образом

$$\begin{aligned} W_i &\simeq \frac{Mn_0}{2} l^2(t) \int d\mathbf{r} \left( \frac{1}{n_0} \frac{\partial \delta n}{\partial t} \right)^2 \sim M l^2(t) \int \frac{\delta n}{n_0} \frac{\partial^2 \delta n}{\partial t^2} d\mathbf{r} \approx \\ &\approx \frac{1}{16\pi} \int \frac{\delta n}{n_0} |E|^2 d\mathbf{r}. \end{aligned}$$

Так как для развитой каверны  $\delta n/n_0 \sim (k^*)^2 \lambda_D^2$ , то

$$W_i \sim (k^* \lambda_D)^2 \int \frac{|E|^2}{16\pi} d\mathbf{r} = (k^* \lambda_D)^2 W$$

и, действительно, лишь небольшая доля энергии, заключенной в каверне, излучается в виде ионнозвуковых волн. В силу того, что декремент затухания таких волн  $\gamma_s \sim \omega_{pe} m k^* \lambda_D / M$  достаточно мал, энергия, накапливаемая в таких колебаниях, может быть достаточно большой. Ее можно определить из уравнения баланса

$$\gamma_{\text{mod}} W (k^*)^2 \lambda_D^2 \simeq \gamma_s W_s, \quad (50)$$

где  $W_s$  — энергия ионного звука,

$$W_s = \sum_k W_k = \sum_k \frac{Mn_0}{2} |v_{ik}|^2 = \sum_k \frac{|\delta n_k|^2 Mn_0 \omega_s^2}{n_0^2} = \frac{n_0 T_e}{2} \sum_k \frac{|\delta n_k|^2}{n_0^2}.$$

Из уравнения баланса имеем

$$\sum_k \frac{|\delta n_k|^2}{n_0^2} = 2 (k^* \lambda_D) \left( \frac{M}{n} \right)^{1/2} \left( \frac{W}{n_0 T_e} \right)^{3/2}. \quad (51)$$

Высокий уровень коротковолновых флуктуаций плотности в пространстве приводит к тому, что открывается дополнительный канал перекачки плазмонов в коротковолновую область поглощения. Характерный инкремент конверсии  $\gamma_{\text{конв}}$  можно найти из уравнения (31), которое справедливо в случае изотропной и слабой турбулентности

$$\sum_{\mathbf{k}} \frac{|\delta n_{\mathbf{k}}|^2}{n_0^2} \ll [3(k^*)^2 \lambda_D^2]^2.$$

При этом длинноволновое колебание с амплитудой  $E_{\mathbf{k}_0}$ , рассеиваясь на флуктуациях плотности, будет рождать волны с амплитудой  $E_{\mathbf{k}}$ . Считая в уравнении (31) величину  $\delta n$  заданной и равной  $\delta n_{\mathbf{k}}$ , а также учитывая затухание Ландау  $i\Gamma_{\mathbf{k}}$ .  $E_{\mathbf{k}} \gg i \frac{\partial E_{\mathbf{k}}}{\partial t} \simeq i\omega_{pe} E_{\mathbf{k}}$ , в левой части уравнения (31), получим

$$E_{\mathbf{k}} = \frac{E_{\mathbf{k}_0}}{i\Gamma_{\mathbf{k}} + \frac{3}{2} k^* \lambda_D \omega_{pe}} \delta n_{\mathbf{k}} \frac{\omega_{pe}}{2n_0}.$$

Выражение для инкремента  $\gamma_{\text{конв}}$  получается теперь из уравнения (31), в котором надо учесть изменение амплитуды  $E_{\mathbf{k}_0}$  во времени за счет  $\omega_{pe}/2n_0 \sum_{\mathbf{k}} E_{\mathbf{k}} \delta n_{\mathbf{k}}^* \cdot 1/2$ . При этом получим в пренебрежении пространственной дисперсией волны с амплитудой  $E_{\mathbf{k}_0}$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_{\mathbf{k}_0}}{\partial t} &\neq \frac{1}{8} E_{\mathbf{k}_0} \operatorname{Im} \sum_{\mathbf{k}} \frac{\omega_{pe}^2}{i\Gamma_{\mathbf{k}} + \frac{3}{2} k^* \lambda_D \omega_{pe}} \frac{|\delta n_{\mathbf{k}}|^2}{n_0^2} = \\ &= -E_{\mathbf{k}_0} \sum_{\mathbf{k}} \frac{\omega_{pe}^2 \Gamma_{\mathbf{k}}/8}{\Gamma_{\mathbf{k}}^2 + \left(\frac{3}{2} k^* \lambda_D \omega_{pe}\right)^2}. \end{aligned}$$

Действительная часть суммы по  $\mathbf{k}$  дает сдвиг частоты колебаний. Таким образом, амплитуда волны  $E_{\mathbf{k}_0}$  будет затухать во времени, т. е. осуществляется конверсия с

$$\gamma_{\text{конв}} \simeq \frac{1}{18} \sum_{\mathbf{k}} \frac{\Gamma_{\mathbf{k}}}{k^* \lambda_D^4} \frac{|\delta n_{\mathbf{k}}|^2}{n_0^2} = \frac{1}{9} \omega_{pe} \left(\frac{W}{n_0 T_e}\right)^{5/4} (k^* \lambda_D)^{-3/2}. \quad (52)$$

Условие  $\gamma_{\text{конв}} \simeq \gamma_{\text{mod}}$  определяет пороговое значение  $W_{\text{п}}$ , ниже которого каверна коллапсирует до конца. Из соотношений (49) (51), (52) имеем

$$\frac{W_{\text{п}}}{n_0 T_e} = \left(\frac{81m}{M}\right)^{2/3} (k^* \lambda_D)^2. \quad (53)$$

Полной стабилизации коллапса даже при  $W > W_{\text{п}}$  не происходит, потому что именно коллапсирующие каверны рождают звук и стационарный режим устанавливается на уровне  $\gamma_{\text{mod}} \sim \gamma_{\text{конв}}$ . При этом уровень звуковых пульсаций будет следующим:

$$\sum_{\mathbf{k}} \frac{|\delta n_{\mathbf{k}}|^2}{n_0^2} = 18 \left(\frac{W}{n_0 T_e}\right)^{3/2} (k^* \lambda_D)^{5/2}, \quad (54)$$

а скорость перекачки энергии к коротким масштабам  $I \approx \approx \gamma_{\text{mod}} W$  будет определяться из уравнения (50)

$$\begin{aligned} I &= \gamma_{\text{mod}} W = \frac{\gamma_s}{(k^* \lambda_D)^2} W_s = \frac{\gamma_s}{(k^* \lambda_D)^2} \frac{n_0 T_e}{2} \sum_k \frac{|\delta n_k|^2}{n_0^2} = \\ &= \omega_{pe} \frac{k^* \lambda_D}{(k^* \lambda_D)^2} \cdot \frac{m}{M} \left( \frac{W}{n_0 T_e} \right)^{3/4} \cdot \frac{18}{2} \cdot (k \lambda_D)^{5/2} n_0 T_e = \\ &= \omega_{pe} (k^* \lambda_D)^{3/2} \cdot 9 \cdot \frac{m}{M} \left( \frac{W}{n_0 T_e} \right)^{-1/4} W \approx \gamma_{\text{mod}} W_{\text{кав}}, \end{aligned}$$

где  $W_{\text{кав}}$  — энергия в кавернах. Подставляя сюда значение  $\gamma_{\text{mod}} \approx \omega_{pe} (m/M)^{1/2} \cdot (W/n_0 T_e)^{1/2}$ , получим с учетом определения (53)

$$W_{\text{кав}} \approx W_n^{3/4} \cdot W^{1/4}. \quad (55)$$

Мы видим, что в кавернах содержится небольшая доля энергии  $W > W_n$  ленгмюровской турбулентности, что связано с накоплением коротковолнового звука. Для определения величины  $\nu_{\text{эфф}}$ , которая описывает поглощение первоначальной монохроматической ленгмюровской волны, создаваемой электронным пучком, необходимо учесть, что имеются два канала диссипации плотности энергии  $E k_0^2 / 8\pi$ ; во-первых, конверсия волны накачки на коротковолновых пульсациях, и, во-вторых, рассеяние длинноволновых колебаний на кавернах плотности.

Так как

$$\frac{\partial |E_{k_0}|^2}{\partial t} = -|E_{k_0}|^2 \cdot 2\gamma_{\text{конв}} \approx -|E_{k_0}|^2 \cdot 2\gamma_{\text{mod}},$$

то диссипация энергии исходной волны за счет конверсии будет

$$\nu_{\text{эфф}}^{\text{конв}} \frac{|E_{k_0}|^2}{8\pi n_0 T_e} \approx \omega_{pe} \sqrt{\frac{m}{M} \frac{W}{n_0 T_e}} \cdot \frac{|E_{k_0}|^2}{8\pi n_0 T_e}. \quad (56)$$

Рассеяние длинноволновых колебаний на кавернах приведет к появлению дополнительного слагаемого, так что

$$\nu_{\text{эфф}}^2 \frac{E_{k_0}^2}{8\pi n_0 T_e} = (\nu_{\text{эфф}}^{\text{конв}} + \nu_{\text{эфф}}^{\text{кав}}) \frac{E_0^2}{8\pi}.$$

Найдем величину  $\nu_{\text{эфф}}^{\text{кав}}$ . Для этого воспользуемся методом применимым при выводе формулы (52). Энергия, заключенная в кавернах есть  $W_{\text{кав}} = W_n^{3/4} W^{1/4}$ . Будем считать, что длинноволновые плазмоны, рождающиеся из волны накачки, рассеиваясь на кавернах, «сбивают» свою фазу. Вводя частоту рассеяния плазмонов на кавернах  $\Gamma_{\text{кав}}$  и учитывая, что возмущения плотности определяются кавернами, так что  $\frac{|\delta n_{k_1}|}{n} \sim k_1^2 \lambda_D^2 \sim$

$\sim \frac{W_{\text{кав}}}{n_0 T_e}$ , получим

$$\gamma_{\text{кав}} \approx \frac{\omega_{pe}^2}{2} \sum_k \frac{\Gamma_{\text{кав}}}{\Gamma_{\text{кав}} + \left(\frac{3}{2} \delta_{k_1}\right)^2} \frac{|\delta n_k|^2}{n_0^2}.$$

Так как  $\Gamma_{\text{кав}}$  определяется частотой рассеяния плазмонов на кавернах, то  $\Gamma_{\text{кав}} \sim v_g/l_1$ , где  $l_1$  — расстояние между кавернами  $l_1 \sim k_1^{-1}$ . Учитывая, что  $v_g \sim k_1 \lambda_D^2 \omega_{pe}$ , имеем окончательно  $\Gamma_{\text{кав}} \approx \approx k_1^2 \lambda_D \omega_{pe}$ . В силу того, что согласно формуле (48)  $W_{\text{кав}} \sim k^{-3/2}$ , основная энергия сосредоточена в области  $k \sim k_1$ , поэтому

$$\frac{\partial |E_0|^2}{\partial t} \sim \frac{\omega_{pe}^2 |\delta n_{k_1}|^2}{\Gamma_{\text{кав}} n_0^2} |E_0|^2 \sim \frac{\omega_{pe}}{W_{\text{кав}}} \left( \frac{W_{\text{кав}}}{n_0 T_e} \right)^2 |E_0|^2 = \omega_{pe} \frac{W_{\text{кав}}}{n_0 T_e} |E_0|^2.$$

Таким образом,

$$\frac{\partial |E_0|^2}{\partial t} = \theta \omega_{pe} \frac{W_{\text{кав}}}{n_0 T_e} |E_0|^2 = v_{\text{эфф}}^{\text{кав}} |E_0|^2,$$

численные расчеты дают значение  $\theta = 0,3$  [37], так что

$$v_{\text{эфф}}^{\text{кав}} = \theta \omega_{pe} \frac{W}{n_0 T_e}. \quad (57)$$

Окончательно имеем

$$v_{\text{эфф}} = v_{\text{эфф}}^{\text{кав}} + v_{\text{эфф}}^{\text{ковв}} \approx \theta \omega_{pe} \frac{W_n^{3/4} W^{1/4}}{n_0 T_e} + \omega_{pe} \left( \frac{m}{M} \frac{W}{n_0 T_e} \right)^{1/2}. \quad (58)$$

Второе слагаемое в этой формуле обычно много меньше первого, в чем нетрудно убедиться при помощи формулы (53). Однако формула (58) справедлива лишь при  $W \geq W_n$ . В обратном предельном случае роль звуковых колебаний незначительна и

$$v_{\text{эфф}} \approx \theta \omega_{pe} \frac{W}{n_0 T_e}, \quad W \leq W_n.$$

Воспользовавшись в этом случае соотношением

$$v_{\text{эфф}}^n \frac{E_{\text{он}}^2}{8\pi} \simeq \gamma_{\text{mod}} W_n,$$

получим, что выражение (59) может быть использовано при

$$E_0^2 \leq E_{\text{он}}^2 = 8\pi n_0 T_e \left( \frac{6m}{M} \right)^{5/6} \frac{k^* \lambda_D}{\theta}. \quad (59)$$

При полях накачки, удовлетворяющих условию (59)  $v_{\text{эфф}}$  пропорционально  $E_0^4$ . При больших значениях  $E_0^2$  становится существенным эффект конверсии, в кавернах содержится уже меньшая энергия  $W_{\text{кав}} = W_n^{3/4} W^{1/4}$  и пренебрегая в формуле (58) последним слагаемым, получим, с учетом того, что  $\gamma_{\text{ковв}} \approx$

$\simeq \gamma_{\text{mod}}$

$$\theta \omega_{pe} \frac{W_n^{3/4} W^{1/4}}{n_0 T_e} \frac{E_0^2}{8\pi} \simeq \omega_{pe} \left( \frac{m}{M} \right)^{1/2} \left( \frac{W}{n_0 T_e} \right)^{1/2} W,$$

то есть

$$\frac{W}{n_0 T_e} \simeq \left[ 9\theta (k\lambda_D)^{3/2} \frac{E_0}{8\pi n_0 T_e} \right]^{4/5}, \quad (60)$$

а

$$v_{эфф} \approx 9\theta\omega_{pe} \left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} (k^*\lambda_D)^2 \left[ \frac{9\theta}{k^*\lambda_D} \frac{E_0^2}{8\pi n_0 T_e} \right]^{1/5}. \quad (61)$$

Все результаты справедливы в том случае, когда существует инерционный интервал, т. е. когда  $W/n_0 T_e \ll k^{*2} \lambda_D^2$ , т. е. согласно формуле (60), когда

$$\frac{E_0^2}{8\pi n_0 T_e} < \frac{k^* \lambda_D}{9\theta}. \quad (62)$$

Отметим, что условие (62) совпадает с условием пренебрежения вторым слагаемым в выражении (58). Нетрудно видеть, что  $v_{эфф}$ , которое растет сначала пропорционально  $E_0^4$ , затем достигает насыщения и составляет десятые доли от  $\omega_{pi}$ , так как  $(k^* \lambda_D) \sim \frac{1}{3} + \frac{1}{4}$ .

Поэтому можно считать, что в низкотемпературной плазме с достаточно высокой частотой парных столкновений, когда  $v_e$  — частота столкновений электронов с ионами и нейтральными частицами больше, чем  $v_{эфф}$ , нагрев электронной компоненты плазменными колебаниями, созданными пучком, будет осуществляться за счет парных столкновений. Так как заметная доля энергии отдается пучком в плазму при выполнении условия

$$\bar{\gamma} \approx \pi\omega_{pe} \left(\frac{n_b}{n_0}\right) \left(\frac{v_b}{\Delta v_x}\right)^2 \geq v_e \geq v_{эфф}; \quad v_b \sim \Delta v_x,$$

то, по-видимому, влиянием модуляционной неустойчивости для низкотемпературной плотной плазмы, можно пренебречь при  $n_b/n_0 > \delta \cdot (m/M)^{1/2}$ ,  $\delta \sim 0,1$ .

Для средних масс  $(m/M)^{1/2} \leq 10^{-2}$ , так что для достаточно плотных пучков с  $n_b/n_0 \sim 10^{-3}$  влияние модуляционной неустойчивости на нагрев плазмы несущественно.

Вообще говоря, влияние модуляционной неустойчивости на пучково-плазменный разряд может быть двояким: с одной стороны, модуляционная неустойчивость приводит к появлению  $v_{эфф}$  и тем самым обеспечивает нагрев электронов плазмы, что особенно существенно в бесстолкновительном случае, с другой стороны, модуляционная неустойчивость приводит к уменьшению уровня шумов, резонансно взаимодействующих с электронами пучка, что может увеличить длину релаксации, так что последняя может, например, стать больше длины установки. В этом случае, конечно, эффективная передача энергии от пучка к плазме невозможна. Однако в случае  $\bar{\gamma} > v_e > v_{эфф}$ , что обычно реализуется в низкотемпературной плотной плазме, поддерживаемой за счет пучковой неустойчивости, можно считать, что длина релаксации, по-видимому, определяется квазилинейными процессами, хотя групповая скорость не равна  $\frac{3k v^2 T_e}{w_{pe}}$  из-за геометрии системы и магнитного поля. Что касается влияния магнитного поля

на коллапс, то в работе [38] было показано, что хотя эволюция коллапсирующей каверны и видоизменяется, коллапс все-таки осуществляется и в магнитном поле.

### 2.3. Условия зажигания разряда и возможные конфигурации

Рассмотрим процесс зажигания при инжекции электронного пучка в нейтральный газ. Электроны пучка, имеющие большую энергию, ионизуют нейтральный газ, вследствие чего в области пучка образуется плазма. Концентрация плазмы, а также ее размеры зависят от величины внешнего магнитного поля  $H$  — чем больше магнитное поле и плотность пучка  $n_b$ , тем быстрее накапливается в объеме плазма. Как только концентрация плазмы  $n_0$  превысит  $n_b$ , в системе возникают условия, необходимые для развития неустойчивости. Пучок передает свою энергию ленгмюровским колебаниям, а те, в свою очередь, нагревают электроны плазмы и в дальнейшем ионизация нейтрального газа осуществляется уже электронами плазмы. Таким образом, условия зажигания разряда определяются критериями неустойчивости системы пучок-плазма. Условия неустойчивости в таких системах были определены в работе [39] и состоят в следующем:

а) длина свободного пробега электронов пучка  $\lambda_f$  должна быть больше, чем характерный размер плазмы в направлении магнитного поля  $L$ , то есть

$$L \ll \lambda_f, \quad (63)$$

б) инкремент неустойчивости  $\gamma(n_0, n_b)$  больше, чем частота столкновений электронов плазмы с тяжелыми частицами  $\nu_e$ , т. е.

$$\nu_e < \gamma(n_0, n_b). \quad (64)$$

Таким образом, необходимо найти зависимость концентрации плазмы от  $n_b$ ,  $n_M$  — плотности молекул, энергии пучка, которой определяется  $\lambda_f$ , длины системы и т. д.

Увеличение концентрации плазмы на начальном этапе определяется ионизацией электронами пучка нейтральных частиц, а уход плазмы из объема происходит в силу замагниченности плазмы ( $\nu_e \ll \omega_{He} = \frac{eH}{m}$ ) только вдоль силовых линий со скоростью амбиполярной диффузии. При достаточно большой плотности нейтрального газа  $n_M$  и большой степени ионизации, убывание плотности плазмы может происходить за счет диссоциативной рекомбинации. Таким образом, уравнение для стационарного состояния, когда  $n_0 \gg n_b$  при выполнении условия квазинейтральности, имеет вид

$$-D_A \frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} - \gamma_{DR} n_0^2 + \langle \sigma_{bn} v_b \rangle n_b n_M = 0. \quad (65)$$

Здесь  $D_A = (T_e + T_i) / (v_{en}m + v_{in}M) \sim T_e / v_{in}M$  — коэффициент амбиполярной диффузии,  $T_e$  и  $T_i$  — температура электронов и ионов;  $v_{i, en}$  — частота столкновений ионов (электронов) с нейтральными частицами;  $\sigma_{bn}$  — сечение ионизации быстрыми электронами,  $\gamma_{DR} = 10^{-7} \div 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  — коэффициент диссоциативной рекомбинации [40].

Если потери заряженных частиц определяются диссоциативной рекомбинацией, то

$$n_0 = \left( \frac{\langle \sigma_{bn} v_b \rangle n_b n_M}{\gamma_{DR}} \right)^{1/2}. \quad (66)$$

Для  $\gamma_{DR} = 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ ;  $\langle \sigma_{bn} v_b \rangle = 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  имеем

$$n_0 = \sqrt{n_b n_M}. \quad (66')$$

Формула (66) справедлива в том случае, когда

$$\gamma_{DR} n_e^2 > D_A \frac{\partial^2 n_0}{\partial x^2}.$$

Полагая  $\partial^2 n_0 / \partial x^2 \sim n_0 / L^2$ , получим, что потери заряженных частиц определяются диссоциативной рекомбинацией, а не амбиполярной диффузией при условии

$$n_M^3 > c_s^4 / L^4 n_b \gamma_{DR} \langle \sigma v \rangle_{in} \langle \sigma v \rangle_{bn}. \quad (67)$$

Подставляя сюда значения констант для  $v_b \approx 10^{10}$ ,  $L \sim 10^2$  см и  $T_e \sim 10$  эВ,  $T_i \sim 0,1 T_e$ , получим, что уже при плотности нейтрального газа порядка  $10^{10} \text{ см}^{-3}$  диссоциативная рекомбинация является доминирующим процессом. В том случае, когда ионная компонента плазмы представляет собой не молекулярные ионы, а ионы атомов, потери заряженных частиц будут определяться амбиполярной диффузией и излучательной рекомбинацией, коэффициент которой  $\gamma_R$  меньше, чем коэффициент диссоциативной рекомбинации в  $10^4$  раз. Поэтому роль амбиполярной диффузии в этом случае может оказаться существенной. Воспользовавшись еще условием  $\bar{v} > v_e$ , можно определить условия зажигания разряда в зависимости от плотности пучка  $n_b$  давления нейтрального газа  $n_M$ , длины системы и энергии пучка. Полное исследование проведено в работе [41], где показано, что при энергии пучка  $10 \div 20$  кэВ максимальное давление нейтрального газа составляет несколько торр, при учете того, что максимально достижимые в настоящее время значения  $n_b$  меньше или порядка  $10^{11} \text{ см}^{-3}$ .

Установки для изучения плазменно-пучкового разряда, хотя и различаются по параметрам, но имеют много общего. Стационарный разряд существует только в присутствии магнитного поля, которое должно быть достаточно сильным и зависит, вообще говоря, от плотности нейтрального газа.

Электронный пучок инжектируется вдоль силовых линий магнитного поля в зону разряда через отверстия, сделанные в торцевых стенках камеры. Так как давление в электронной



пушке, создающей пучок электронов, и в коллекторе пучка, расположенного с противоположного конца установки, порядка  $10^{-5}$  торр, то инжектор электронов и коллектор должны быть отделены посредством вакуумного сопротивления от реакционной зоны, давление в которой может достигать нескольких торр.

Как теория, так и технология стационарных электронных пучков большой мощности развивались в течение нескольких десятилетий. Они описаны в ряде статей и обзоров [42—45]. Электронная пушка характеризуется соотношением между током пучка  $I$  и потенциалом анода  $\Phi$ . Это соотношение — обобщенный закон Богуславского-Ленгмюра, который часто также называют законом трех вторых, записывается следующим образом:

$$I [A] = 10^{-6} P \Phi^{3/2} [B].$$

Здесь  $P$  — коэффициент, описывающий влияние геометрического фактора на ток пучка, который обычно называют первеансом системы. Эффективность взаимодействия пучка с плазмой зависит от плотности электронного пучка  $n_e$ . Для одной и той же поверхности катода плотность электронного пучка возрастает с увеличением первеанса пушки. Будем рассматривать электронные пучки различных конфигураций аксиально-симметричный круглый пучок, плоский или ленточный пучок и аксиально-симметричный полый или трубчатый пучок (см. рис. 2). Аксиально-симметричный круглый пучок (рис. 2а) инжектируется в

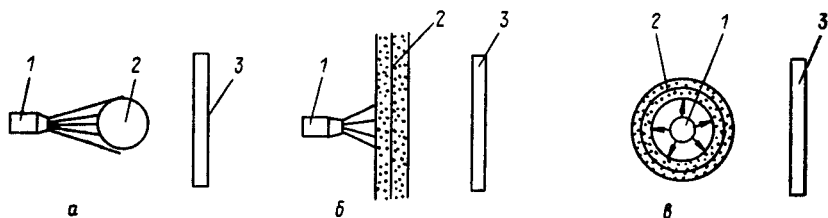


Рис. 2. Различные конфигурации электронного пучка:

а — цилиндрический (круглый), б — ленточный, в — трубчатый; 1 — система напуска рабочего газа, 2 — электронный пучок, 3 — система сбора продукта; Пунктир — зона разряда; сечения пучка на рисунках а, б, в изображаются точкой, прямой линией, окружностью, соответственно

установку вдоль магнитного поля, так что сам пучок является осью установки. При площади катода порядка  $1 \text{ см}^2$  первеанс такого инжектора близок к единице, так что при потенциале анода  $\Phi = 10 \text{ кВ}$  ток  $I = 1 \text{ А}$ . Плоский пучок (см. рис. 2б) имеет форму ленты и создается обычно при помощи катода в виде проволоки, необходимой длины, для получения необходимого тока. Первеанс ленточной системы выше, чем первеанс круглого пучка, а вакуумное сопротивление для конфигурации ленточного пучка больше. Наконец, аксиально-симметричный полый пучок представляет собой ленточный свернутый в цилиндр и, обладая всеми преимуществами ленточной системы, позволяет

осуществлять подачу рабочего газа таким образом, что облет молекулами реакционной зоны разряда полностью отсутствует (см. рис. 2в).

Аксиально-симметричный круглый пучок, может быть использован для систем с вращающейся плазмой, в которой возможно проводить разделение элементов и изотопов. В этом случае между пучком и стенкой камеры прикладывается напряжение, так что пучок одновременно является и одним из электродов.

Системы с ленточным и аксиально симметричным полым пучком весьма интересны с точки зрения создания плазмохимического реактора, так как площадь поперечного сечения  $S$  (см. формулу (3)), через которое подается рабочий газ, может быть сделана достаточно большой.

#### 2.4. Эксперименты по взаимодействию электронного пучка с плазмой

Эксперименты по изучению бесстолкновительного замедления пучка электронов в плазме довольно многочисленны и проводятся уже в течение двадцати лет. По-видимому, одной из наиболее последовательных в этом плане является работа [46], в которой экспериментально исследовалась одномерная релаксация электронного пучка в плазме. Камера, представлявшая собой стеклянную трубку длиной 30 см и диаметром 1 см, помещалась в продольное магнитное поле  $H \leq 3$  кЭ. Энергия частиц пучка могла достигать 2 кэВ,  $n_e \leq 10^9$  см<sup>-3</sup>, а плотность плазмы  $n_e \approx 10^{10}$  см<sup>-3</sup>. Функция распределения частиц измерялась методом задерживающего потенциала с противоположной стороны камеры. При одной и той же энергии пучка для больших значений тока пучка, а следовательно, и  $n_e$  функция распределения представляла собой плато, при меньших значениях  $n_e$  длины системы не хватало для того, чтобы релаксация произошла полностью и функция распределения электронов на выходе имела вид ступеньки (см. рис. 3).

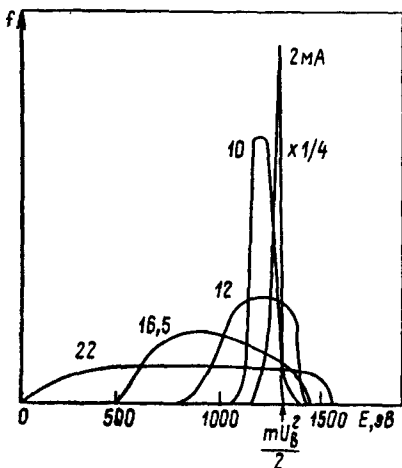


Рис. 3. Функция распределения электронов пучка на выходе из плазмы при разных значениях тока пучка

В силу того, что для описываемого эксперимента электронная частота  $\omega_{ne}$  примерно на порядок превышала  $\nu_e$ , групповую ско-

рость необходимо определять с учетом этого обстоятельства. Так как нас интересуют колебания с  $\omega \approx \omega_{pe} \ll \omega_{He}$ , то следует пользоваться дисперсным соотношением для плазменных волн в следующем виде [22]

$$1 + \frac{\omega_{pe}^2 k_{\perp}^2}{\omega_{He}^2 k^2} = \frac{\omega_{pe}^2 k_x^2}{\omega^2 k^2}; \quad k^2 = k_x^2 + k_{\perp}^2. \quad (68)$$

В силу того, что  $-\pi \sim k_{\perp} \sim k_x \approx \omega_{pe}/v_0$ , имеем

$$\omega = \omega_{pe} k_x / k \quad (69)$$

и, следовательно, групповая скорость волн вдоль магнитного поля

$$\partial\omega/\partial k_x = \omega_{pe}^2 k_{\perp}^2 / k^3 \sim \omega_{pe} / k_x \sim v_0.$$

Таким образом, длина релаксации определяется формулой (24), в которой вместо групповой скорости следует использовать  $v_0$ . Как ступенчатый вид функции распределения, так и зависимости длины релаксации от плотности пучка, энергии электронов пучка и само значение длины оказались в хорошем согласии с квазилинейной теорией, не учитывающей процессов турбулентной перекачки ленгмюровских колебаний по спектру.

В том случае, когда проводились эксперименты с мощными импульсными электронными пучками, параметры плазмы оказывались иными, а именно  $\omega_{pe} \gg \omega_{He}$ , причем имел место сильный бесстолкновительный нагрев электронов плазмы до 100 эВ, осуществлявшийся, по-видимому, за счет модуляционной неустойчивости. Ток пучка составлял 20 А при энергии электронов пучка до 30 кэВ и магнитном поле  $H=2$  кЭ. Плазма удерживалась в ловушке пробочной конфигурации в течение довольно долгого времени (до  $10^{-3}$  с), плотность плазмы  $n_0 \leq 10^{12}$  см $^{-3}$  [47]. Было показано, что малым плотностям пучка соответствуют большие длины релаксации, причем на начальной стадии релаксация почти одномерна с характерной ступенчатой функцией распределения. При больших плотностях пучка релаксация становилась трехмерной, бесстолкновительные потери энергии пучка в плазме возрастали, что находится в согласии с теорией трехмерной квазилинейной релаксации [30].

Что касается длины квазилинейной релаксации, то измеренная длина (порядка 20 см) примерно на порядок превышала теоретическую, определенную по формуле (24) с использованием формулы (25) для групповой скорости  $v_g$ . Кроме того, нагрев основной массы электронов до температуры 100 эВ также не мог быть объяснен в рамках простой квазилинейной теории. Как правило, во всех экспериментах с пучково-плазменным разрядом температура ионов  $T_i \ll T_e$ , поэтому при учете влияния модуляционной неустойчивости на релаксацию пучка необходимо пользоваться моделью с накоплением коротковолнового звука, изложенной в части 2.2. Как прямые, так и косвенные изме-

рения отношения уровня плотности энергии ленгмюровских колебаний к давлению плазмы указывают на то, что  $\bar{W}/n_0 T_e \ll 10^{-2}$  [48], а так как  $E_0^2/8\pi < \bar{W}$ , то можно считать, что неравенство (62) заведомо выполняется и инерционный интеграл существует.

Действительно, при  $k^* \lambda_D \sim 1/3 \div 1/4$ ,  $\delta \approx 0,3$  неравенство (62) сводится к  $E_0^2/8\pi n_0 T_e < 10^{-1}$ .

Таким образом, для  $v_{эфф}$  можно пользоваться формулой (61), из которой, как уже указывалось, следует, что  $v_{эфф}$  составляет десятые доли  $\omega_{pi}$ . Возможность подавления пучковой неустойчивости определяется соотношением инкремента и  $v_{эфф}$ , при этом квазилинейная релаксация идет до того значения скорости пучка  $v_m$ , которое определяется равенством

$$\bar{\gamma} = \pi \omega_{pe} \left( \frac{n_b}{n_e} \right) \left( \frac{v_b}{v_b - v_m} \right)^2 = v_{эфф}.$$

Для описанных экспериментов частота парных столкновений  $v_e$  была очень мала из-за полной ионизации плазмы и высокой температуры электронов, а в силу того, что  $v_{эфф} \approx \beta \omega_{pi}$  ( $\beta \sim 0,1$ ) и  $n_b/n_0 \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$  величина  $\pi \omega_{pe} n_b/n_0$  была больше  $v_{эфф}$ . Это означает, что квазилинейная релаксация пучка идет до конца и влияние модуляционной неустойчивости на релаксацию незначительно. Что касается нагрева плазмы, то он определяется именно модуляционной неустойчивостью, амплитуда накачки которой определяется квазилинейными процессами.

Отличие измеренной длины релаксации примерно на порядок от расчетной, по-видимому, определяется геометрией системы, т. к. поперечный размер плазмы много больше радиуса пучка и при  $\omega_{pe} > \omega_{He}$  групповая скорость плазменных колебаний сильно анизотропна, причем максимум ее направлен поперек магнитного поля [48]. Это приводит к тому, что возбуждаемые пучком ленгмюровские колебания занимают весь объем плазмы, их плотность энергии в области пучка уменьшается, что приводит к увеличению длины релаксации пучка.

Исследование релаксации пучка и условий зажигания разряда при повышенных давлениях было проведено в работе [49]. В качестве рабочего газа использовались аргон и воздух, длина установки составляла 30 см, магнитное поле — несколько сотен гаусс. Отчетливо наблюдались два режима работы: режим А, когда электронный пучок создает на своем пути след слабо ионизованной плазмы, с низкой температурой и слабой эмиссией света; режим Б, в котором из-за неустойчивости плазма-пучок возникает плазма в гораздо большем объеме, чем объем, занимаемый пучком в камере, с высокой степенью ионизации, более высокой температурой электронов, большой эмиссией света. Переход в режим Б происходит скачком при увеличении плотности  $n_b$ , начиная с минимального давления газа  $5 \cdot 10^{-5}$  Тор и выше.

Функция распределения электронов плазмы была максвелловской с  $T_e \approx 1$  эВ, плотность плазмы менялась с давлением

газа и мощностью пучка, причем оказывалось возможным в режиме Б варьировать степень ионизации от  $10^{-1}$  до  $10^{-4}$ . Условия зажигания разряда находятся в удовлетворительном согласии с теоретическими представлениями. Следует отметить, что при определении минимального давления для зажигания разряда в уравнении (65) следует учитывать только амбиполярную диффузию, а условие (67) нарушается.

Дальнейшие исследования показали, что релаксация пучка с отдачей в плазму до 70% исходной мощности происходит только в режиме Б, то есть когда реализуются необходимые условия для развития пучково-плазменного разряда, а длина системы достаточна для того, чтобы при выбранных значениях плотности пучка и ускоряющего напряжения квазилинейная релаксация прошла полностью. Описанные эксперименты свидетельствуют о том, что при взаимодействии электронных пучков с плазмой значительная доля энергии, содержащаяся в пучке, отдается плазме на расстояниях, много меньших длины свободного пробега электронов пучка. Возникающие в плазме ленгмюровские колебания накапливаются в ней, приводя к релаксации пучка. В этом случае, когда мощность пучка достаточно велика, так что плазма оказывается полностью ионизованной и бесстолкновительной, нагрев, по-видимому, осуществляется за счет модуляционной неустойчивости, которая, не влияя на ход квазилинейной релаксации, приводит к нагреву электронов плазмы.

В тех случаях, когда температура плазмы не слишком высока, а в особенности, когда плазма является слабоионизованной, нагрев осуществляется за счет нерезонансного поглощения ленгмюровских шумов из-за столкновения электронов с тяжелыми частицами. Этот второй случай представляет наибольший интерес для плазмохимии и к описанию его мы и перейдем.

### 3. ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВЫЙ РАЗРЯД В ХИМИЧЕСКИ АКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

#### 3.1. Плазменно-пучковый разряд в молекулярных газах

В работе [50] было показано, что при достаточно большой плотности слабоионизованного газа основным процессом, приводящим к нагреву электронов в поле ленгмюровских колебаний является их упругое рассеяние на тяжелых частицах. Особенностью плазменно-пучкового разряда по сравнению с тлеющим является достаточно высокая степень ионизации  $Z_i \sim 10^{-4} \div 1$ . Из-за этого время максвеллизации функции распределения электронов плазмы  $f_e(v)$ , равное по порядку величины обратной частоте электрон-электронных столкновений, может быть сравнимым или даже меньшим времени столкновений электронов с нейтральными частицами. Поэтому при выводе

уравнения для функции распределения электронов плазмы необходимо учитывать интеграл электрон-электронных столкновений.

Уравнение Больцмана для функции распределения электронов плазмы имеет вид:

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{r}} - \frac{e}{m} \mathbf{E} \frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{v}} = -\widehat{S}t_{ee}(f_e, f_e) - \widehat{S}t(f_e). \quad (70)$$

где  $\mathbf{E}$  — напряженность электрического поля ленгмюровских колебаний,  $\widehat{S}t_{ee}(f_e, f_e)$  — интеграл электрон-электронных столкновений;  $\widehat{S}t(f_e)$  — интеграл столкновений с тяжелыми частицами. Осцилляторная скорость электронов  $\tilde{\mathbf{v}} = e\mathbf{E}/m\omega_{pe}$  в поле ленгмюровских колебаний в условиях слабой турбулентности  $E^2/8\pi n_0 T_e \ll 1$ , всегда много меньше тепловой, поэтому функцию распределения можно представить в виде суммы функций [51]

$$f_e(\mathbf{v}, t) = f_0(|\mathbf{v}|, t) + f_0^1(\mathbf{v}, t) + f_1(\mathbf{v}, t), \quad (71)$$

где  $f_0(|\mathbf{v}|, t)$  и  $f_0^1(\mathbf{v}, t)$  — медленно зависят от времени;  $f_0^1(\mathbf{v}, t) \ll f_0(|\mathbf{v}|, t)$ , а  $f_1(\mathbf{v}, t)$  — высокочастотная составляющая. Подставляя разложение (71) в уравнение (70) и разлагая в интеграл Фурье, получим

$$-i(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}) f_1^{(k)}(\mathbf{v}) - \frac{e\mathbf{E}(\mathbf{k})}{m} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}} = -\widehat{S}t_{ee}(f_1^{(k)}(\mathbf{v}), f_0(|\mathbf{v}|)) - \widehat{S}t_{ee}(f_0|\mathbf{v}|, f_1^{(k)}(\mathbf{v})) - \nu_{\Sigma} f_1^{(k)}(\mathbf{v}), \quad (72)$$

где  $\mathbf{k}$  — волновой вектор колебаний,  $\nu_{\Sigma}$  — суммарная частота передачи импульса при столкновении электрона с тяжелыми частицами.

В уравнении (72) удержав линейные члены по  $f_1$ , мы использовали при преобразовании интегралов столкновений с тяжелыми частицами то, что  $\widehat{f}_1$  — антисимметрична по  $\mathbf{v}$  [51], так что

$$f_1(\mathbf{v}) = \mathbf{e}_{\nu} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}_{\nu}} (\widehat{f}_1|\mathbf{v}|), \quad (73)$$

где  $\mathbf{e}_{\nu}$  — единичный вектор вдоль электрического поля, по  $\nu$  ведется суммирование.

Так как в рассматриваемом случае  $\omega \approx \omega_{pe}$  много больше частоты столкновений, то в первом приближении из уравнения (72) следует

$$f_{1,1}^{(k)} = i \frac{e\mathbf{E}(\mathbf{k})}{m} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}} \cdot \frac{1}{\omega - (\mathbf{k}\mathbf{v})}.$$

Подставляя полученное выражение для  $f_{1,1}^{(k)}$  в правую часть уравнения (72), получим с учетом того, что  $\omega \sim \omega_{pe} \gg kv_{Te}$ ,

$$f_{1,1}^{(k)}(\mathbf{v}) = i \frac{e\mathbf{E}(\mathbf{k})}{m\omega} \mathbf{e}_{\mathbf{k}} \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}}, \quad (74)$$

$$f_{1,2}^{(k)}(\mathbf{v}) = \frac{e\mathbf{E}(\mathbf{k})}{m\omega^2} \left\{ \widehat{S}t_{ee} \left( \mathbf{e}_k \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}}, f_0 \right) + \widehat{S}t_{ee} \left( f_0, \mathbf{e}_k \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}} \right) \right\} + \frac{e\mathbf{E}(\mathbf{k})}{m\omega^2} v_{\Sigma} \mathbf{e}_k \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}}. \quad (75)$$

Указанный способ разложения справедлив в том случае, если и интеграл электрон-электронных столкновений в выражении (75) можно представить в виде, аналогичном формуле (73). Будем пользоваться интегралом электрон-электронных столкновений в форме Ландау [51]:

$$\widehat{S}t_{ee} = \frac{2\pi e^4}{m^2} \Lambda \frac{\partial}{\partial v_{\alpha}} \int \left\{ f_e(\mathbf{v}) \frac{\partial f_e(\mathbf{v}')}{\partial v'_{\beta}} - f_e(\mathbf{v}') \frac{\partial f_e}{\partial v_{\beta}} \right\} \times \times \frac{u^2 \delta_{\alpha\beta} - u_{\alpha} u_{\beta}}{u^3} d^3 u,$$

где  $\mathbf{u} = \mathbf{v} - \mathbf{v}'$ ;  $\Lambda$  — кулоновский логарифм. Вводя обозначение

$$\widetilde{S}t_{ee} = \widehat{S}t_{ee} \left( \mathbf{e}_k \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}}, f_0 \right) + \widehat{S}t_{ee} \left( f_0, \mathbf{e}_k \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}} \right),$$

можно показать с использованием интеграла в форме Ландау, что [52, 53]:

$$\widetilde{S}t_{ee} = e_{\nu} \frac{\partial}{\partial v_{\nu}} \left\{ \frac{2\pi e^4}{m^2} \cdot \Lambda \frac{\partial}{\partial v_{\alpha}} \int \left( f_0(\mathbf{v}) \frac{\partial f_0(\mathbf{v}')}{\partial v'_{\beta}} \right) \frac{u^2 \delta_{\alpha\beta} - u_{\alpha} u_{\beta}}{u^3} d^3 u \right\}.$$

В силу того, что  $f_0(|\mathbf{v}|, t)$  — симметричная функция, выражение в фигурных скобках в формуле (75) симметрично по  $\mathbf{v}$ , а следовательно, и вторая поправка к функции распределения  $f_{1,2}^k$  имеет вид, аналогичный (73).

Теперь можно получить уравнение для медленно меняющейся во времени части функции распределения электронов  $f_0(|\mathbf{v}|, t)$ . Для этого необходимо подставить в уравнение (70) выражение (71) и произвести усреднение по высокочастотным колебаниям, используя выражения (74) и (75):

$$\frac{\partial (f_0 + f_1)}{\partial t} = \frac{e\mathbf{E}(\mathbf{k})}{m} \cdot \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{v}} - \widetilde{S}t_{ee}(f_1 f_1) - \widehat{S}t_{ee}(f_0 + f_0', f_0 + f_0') - - \widehat{S}t_{ee}(f_0 + f_1) - S t(f_0).$$

Учитывая, что при электрон-электронных столкновениях не происходит нагрева электронов, а  $v/v_{Te} \ll 1$ , получим, что первое слагаемое в правой части, описывающее нагрев электронов, будет иметь вид

$$\left( \frac{e}{m\omega} \right)^2 \int |\mathbf{E}_k|^2 \mathbf{e}_k \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \cdot v_{\Sigma} \cdot \mathbf{e}_k \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}} \cdot d^3 k.$$

Вводя  $\mathbf{e}_{\mathbf{v}} = \mathbf{v}/|\mathbf{v}|$ , с учетом симметрии  $f_0(|\mathbf{v}|)$ , преобразуем последнее выражение так, что оно примет вид

$$\left( \frac{e}{m\omega} \right)^2 \int |\mathbf{E}_k|^2 d^3 k \left\{ v_{\Sigma} \frac{\partial f_0}{\partial \left( \frac{v^2}{2} \right)} + (\mathbf{e}_k \cdot \mathbf{e}_{\mathbf{v}})^2 v^2 \frac{\partial}{\partial \left( \frac{v^2}{2} \right)} \left( v_{\Sigma} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \left( \frac{v^2}{2} \right)} \right) \right\} d^3 k. \quad (76)$$

Подставляя последнее выражение в усредненное по времени уравнение и выделяя симметричную составляющую, получим [52]

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{1}{3} \cdot \frac{W \cdot 2}{m \cdot n_0} \cdot \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial}{\partial v} \left( v_{\Sigma} \cdot v^2 \cdot \frac{\partial f_0}{\partial v} \right) + \frac{4\pi e^2}{m^2} \cdot \frac{\Lambda}{v^2} \cdot \frac{\partial}{\partial v} \cdot \left\{ f_0 \cdot I_1 + \frac{v}{3} (I_2 + I_3) \frac{\partial f_0}{\partial v} \right\} - \widehat{St}(f_0), \quad (77)$$

где  $W = E^2/8\pi$  — плотность энергии ленгмюровских шумов,

$$I_1 = \int_0^v f(v') v'^2 dv'; \quad I_2 = \frac{1}{v^2} \int_0^v f_0(v') v'^4 dv',$$

$$I_3 = v \int_v^{\infty} f_0(v') v' dv'.$$

При выводе учтено, что  $\omega = \omega_{pe}$ . Из выражения (76) можно оценить несимметричную часть функции распределения  $f_0'(v)$ , которая по порядку величины оказывается  $f_0'(v) \sim v^2/v_{Te}^2 f_0(|v|)$

Основное отличие от уравнения для функции распределения в высокочастотных разрядах состоит в том, что член, описывающий нагрев электронов зависит от концентрации электронов плазмы  $n_e$ . Поэтому даже без учета кулоновских столкновений электронов между собой уравнение оказывается принципиально нелинейным.

В интеграл  $St(f_0)$  входят интегралы упругих и неупругих столкновений электронов с тяжелыми частицами. Для упругих столкновений они могут быть преобразованы с учетом малости  $m/M$  в дифференциальную форму [51]:

$$\widehat{St}_{el} = -2 \frac{m}{M} \frac{2\pi e^4 \Lambda n_e}{\sqrt{\varepsilon}} \sqrt{\frac{2}{m}} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} [f_0(\varepsilon)], \quad (78)$$

$$\widehat{St}_{en}^{ynp} = -2 \frac{m}{M} n_n \sqrt{\frac{2}{m\varepsilon}} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} [Q_d(\varepsilon) \varepsilon^2 f_0(\varepsilon)], \quad (79)$$

где  $\varepsilon = mv^2/2$ ,  $Q_d$  — эффективное сечение с передачей импульса.

Рассмотрим теперь интегралы столкновений, описывающие взаимодействие электронов с внутренними степенями свободы молекул и атомов, которые в самом общем виде можно представить следующим образом.

$$\widehat{St}_{en}^{неупр} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \sum_{\kappa, \kappa'} \{ v_{\kappa, \kappa'}(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} f_0(\varepsilon) - v_{\kappa, \kappa'}(\varepsilon + \Delta E_{\kappa, \kappa'}) \sqrt{\varepsilon + \Delta E_{\kappa, \kappa'}} f_0(\varepsilon + \Delta E_{\kappa, \kappa'}) \}. \quad (80)$$

Здесь  $v_{\kappa, \kappa'}(\varepsilon)$  — частота возбуждения уровня  $\kappa'$  с уровня  $\kappa$ ;  $\Delta E_{\kappa, \kappa'} = E(\kappa') - E(\kappa)$  — разность энергий данных уровней, при  $\Delta E_{\kappa, \kappa'} > 0$  электрон при взаимодействии с тяжелыми частицами теряет энергию (процессы возбуждения), при  $\Delta E_{\kappa, \kappa'} < 0$



электрон получает энергию (процессы девозбуждения или удары второго рода). Поскольку  $v_{\kappa, \kappa'}(\varepsilon) = n_{\kappa} \sqrt{\frac{2}{m}} Q_{\kappa, \kappa'}(\varepsilon) V \varepsilon$ , где  $Q_{\kappa, \kappa'}$  — сечение процесса, а  $n_{\kappa}$  — заселенность  $\kappa$ -го уровня, то вводя функцию распределения молекул по квантовым состояниям  $F(\kappa) = n_{\kappa}/n_M$  ( $n_M$  — полная плотность числа молекул данного сорта), выражение (80) можно переписать в виде:

$$\hat{S}_{en}^{t_{неупр}}(f_0) = n_M \sqrt{\frac{2}{m\varepsilon}} \sum_{\kappa, \kappa'} F(\kappa) \{Q_{\kappa, \kappa'}(\varepsilon) \varepsilon f_0(\varepsilon) - Q_{\kappa, \kappa'}(\varepsilon + \Delta E_{\kappa, \kappa'}) f_0(\varepsilon + \Delta E_{\kappa, \kappa'})\}. \quad (80')$$

Ионизация и рождение вторичных электронов описываются интегралом столкновений

$$\hat{I}(f_0) = \frac{1}{V \varepsilon} \sum_{\kappa} v_I^{(\kappa)}(\varepsilon) V \varepsilon^- f_0(\varepsilon) - \int_0^{\infty} v_I^{(\kappa)}(\varepsilon' + \Delta E_I^{(\kappa)}) V \sqrt{\varepsilon' + \Delta E_I^{(\kappa)}} f_0(\varepsilon' + \Delta E_I^{(\kappa)}) g(\varepsilon', \varepsilon) d\varepsilon',$$

где  $v_I^{(\kappa)}(\varepsilon)$  — частота ионизации с  $\kappa$ -го квантового состояния,  $\Delta E_I^{(\kappa)}$  — порог ионизации с этого состояния,  $g(\varepsilon, \varepsilon')$  — функция вероятности того, что после ионизации электроном с энергией  $\varepsilon' + \Delta E_I^{(\kappa)}$  появится электрон с энергией  $\varepsilon$ . Первый член в выражении для  $\hat{I}(f_0)$  описывает уход электронов из данного фазового объема, второй — их приход. Так как частота рождения электронов равна  $\sum_{\kappa} \int_0^{\infty} v_I^{(\kappa)}(\varepsilon) V \varepsilon^- f_0(\varepsilon) d\varepsilon$ , то используя явный вид  $I(f_0)$ , находим условие нормировки для  $g(\varepsilon, \varepsilon')$

$$\int_0^{\infty} g(\varepsilon, \varepsilon') d\varepsilon = 2.$$

Будем считать, что избыточная над порогом ионизации энергия электрона поровну делится между двумя электронами, т. е.

$$g(\varepsilon', \varepsilon) = 2\delta(\varepsilon - \varepsilon'/2),$$

где  $\delta(x)$  — дельта функция. Такое предположение достаточно разумно, так как вид функции  $g(\varepsilon, \varepsilon')$  не оказывает сколько-нибудь заметного влияния на  $f_0(\varepsilon)$  из-за большого времени жизни электронов в системе и большой частоты кулоновских столкновений. Используя вид  $g(\varepsilon, \varepsilon')$  и проводя интегрирование

в выражении для  $\hat{I}(f_0)$ , получаем

$$\hat{I}(f_0) = n_M \sqrt{\frac{2}{m\varepsilon}} \sum_{\kappa} F(\kappa) \{ Q_I^{(\kappa)}(\varepsilon) \varepsilon f_0(\varepsilon) - 4Q_I^{(\kappa)}(2\varepsilon + \Delta E_I^{(\kappa)}) \times \\ \times (2\varepsilon + \Delta E_I^{(\kappa)}) f_0(2\varepsilon + \Delta E_I^{(\kappa)}) \}, \quad (81)$$

где  $Q_I^{(\kappa)}(\varepsilon)$  — сечение ионизации.

Нам необходимо еще учесть процессы, приводящие к гибели электронов. Вводя время жизни  $\tau_*$ , можно формально записать выражение для интеграла, описывающего уход электронов из системы в виде:

$$\hat{D}(f_0) = f_0(\varepsilon) / \tau_*. \quad (82)$$

Поскольку характерное давление нейтрального газа не слишком велико, то трехчастичными процессами, приводящими к гибели электронов, можно пренебречь и величина  $\tau_*$  определяется амбиполярной диффузией плазмы вдоль магнитного поля (электроны сильно замагничены), диссоциативной рекомбинацией и диссоциативным прилипанием. Константа диссоциативной рекомбинации  $\gamma_{\text{ДР}}$  и константа диссоциативного прилипания  $K_{\text{ДП}}$  имеют следующие значения [40]:  $\gamma_{\text{ДР}} = 10^{-7} \div 10^{-8}$  см<sup>3</sup>/с,  $K_{\text{ДП}} = 10^{-11} \div 10^{-12}$  см<sup>3</sup>/с, поэтому при относительно высокой степени ионизации, характерной для плазменно-пучкового разряда ( $Z_i > 10^{-4}$ ), время жизни электронов относительно диссоциативной рекомбинации  $\tau_{\text{ДР}}^{\text{ДР}} \approx \gamma_{\text{ДР}}^{-1} n_M^{0-1} \cdot Z_i$  будет меньше времени жизни относительно диссоциативного прилипания  $\tau_{\text{ДП}}^{\text{ДП}} \approx K_{\text{ДП}}^{-1} n_M^{02} Z_i$ . При не слишком больших давлениях газа, удовлетворяющих условию

$$(n_M^0 L)^2 \ll \frac{1}{Z_i} \cdot \frac{m}{M} \cdot \frac{v_{Te}^2}{\langle \sigma v \rangle_{in} \gamma_{\text{ДР}}} \quad (83)$$

время жизни будет определяться амбиполярной диффузией, т. е. величиной  $\tau_{*a.a.} \approx L^2 / D_A$ .

В этом случае

$$\hat{D}(f_0) = \frac{f_0 n_M}{(L \cdot n_M^0)^2} \cdot \frac{m}{M} \cdot \frac{v_{Te}^2}{\langle \sigma v \rangle_{in}}.$$

Подставляя выражения (78-82) в уравнение (77), получим, что в стационарном случае функция распределения электронов  $t_0(|v|)$  определяется параметрами  $W/n_e$ ,  $n_M L$  и функцией  $F(\kappa)$ , а степень ионизации  $Z_i$  определяется из уравнения баланса числа электронов.

Для замкнутого описания процессов необходимо дополнить кинетическое уравнение для функции распределения электронов  $t_0(|v|)$  системой, описывающей функцию распределения молекул по квантовым состояниям  $F(\kappa)$ . Ограничиваясь рассмотрением двухатомных молекул и принимая во внимание тот факт,

что нас интересует область параметров, при которых значительная часть энергии, переданной газу, идет на возбуждение важных для протекания многих химических реакций колебательных уровней, будем интересоваться лишь колебательной кинетикой молекул.

В этом случае система уравнений для функции заселенности колебательных уровней  $F(n)$  ( $n$  — номер уровня) имеет вид [54]:

$$\begin{aligned} \frac{dF(n)}{n_M dt} = & \sum_m \left( Q_{m,m+1}^{n+1,n} F(n+1)F(m) - e^{-\frac{2\Delta E(m-n)}{T}} F(m)F(n) \right) - \\ & - \sum_m Q_{m,m+1}^{n,n-1} \left( F(n)F(m) - e^{-\frac{2\Delta E(m-n+1)}{T}} F(n-1)F(n) \right) + \\ & + P_{n+1,n} \left( F(n+1) - e^{-\frac{E(n+1)-E(n)}{T}} F(n) \right) - \\ & - P_{n,n-1} \left( F(n) - e^{-\frac{E(n)-E(n-1)}{T}} F(n-1) \right) + \\ & + Z_1 \sum_m (P_{en}(m, n)F(m) - P_{en}(n, m)F(n)) + \mathcal{P}_n(F)/n_M \quad (84) \end{aligned}$$

Здесь учтены одноквантовые  $v-v$  — переходы,  $v-T$  — релаксация и многоквантовые переходы при взаимодействии молекул с электронами, а также проток газа через разряд  $\mathcal{P}_n(F)$ ;  $T$  — температура газа (считается, что функция распределения газа по поступательным степеням свободы максвелловская);  $\Delta E$  — ангармонизм молекулы;  $Q_{m,m+1}^{n+1,n}$ ;  $P_{n+1,n}$ ,  $P_{en}(m, n)$  — константы  $V-V$ -обмена,  $V-T$ -релаксации и взаимодействия электронов с колебательными уровнями соответственно,  $n_M$  — полная плотность молекул.

Наиболее важными являются многоквантовые переходы при взаимодействии молекул с электронами и процессы  $V-V$ -обмена, поскольку они играют определяющую роль в заселении верхних колебательных уровней, ответственных за скорость протекания химических реакций ( $e-V$ -процессы при больших степенях ионизации и  $V-V$  — при малых [55]). Процесс  $V-T$ -релаксации, приводящий к перекачке энергии из колебательных степеней свободы в поступательные играет в рассматриваемом случае второстепенную роль, поскольку при температурах  $T \approx 10^3$  К, характерных для плазменно-пучкового разряда, константа  $V-T$ -релаксации мала и по порядку величины равна  $10^{-17}$  см<sup>3</sup>/с, в то время как константы  $V-V$  и  $e-V$ -процессов имеют характерные значения  $10^{-12}$  см<sup>3</sup>/с и  $10^{-8}$  см<sup>3</sup>/с соответственно [56], а степень ионизации газа, определяющие скорость заселения колебательных уровней достаточно велика  $Z, \geq 10^{-4}$ .

Слагаемое, описывающее проток газа через разряд  $\mathcal{P}_n(F)$ , можно записать в  $\tau$  приближении в следующем виде

$$\mathcal{P}_n(F) = \frac{F_0(n) - F(n)}{\tau_0}, \quad (85)$$

где  $F_0(n)$  — функция заселенности колебательных уровней на входе в разряд,  $\tau_0 = d/u_0$  — время пребывания молекул газа в разряде. В стационарном случае  $F(n)$  полностью определяется параметром  $\tau_0 n_m$ , степенью ионизации и функцией распределения электронов  $f_0(\epsilon)$ , определяющей константы  $e-V$ -процессов.

Рассмотрим характерные временные масштабы, которые должны обеспечить справедливость развитого выше подхода. Характерное время передачи энергии от электронного пучка к плазменным колебаниям — время релаксации пучка и оно является наименьшим в рассматриваемой задаче. Следующий масштаб времени — характерное время нагрева электронов плазмы, которое определяется коэффициентом диффузии в пространстве скоростей в уравнении (77). Электроны, нагреваемые высокочастотным полем будут расходовать свою энергию на возбуждение колебательных, вращательных и поступательных степеней свободы молекул, а также на диссоциацию и ионизацию. Таким образом, уравнения (77) и (84) необходимо решать совместно. Обычно такого рода системы уравнений решают различными упрощенными методами. При решении задач для тлеющих разрядов следует заменить в уравнении (77) выражение для коэффициента диффузии в пространстве скоростей [39], все же остальные члены в уравнении (77) и уравнение (84) остаются неизменными. В силу того, что степень ионизации в тлеющих разрядах обычно мала  $Z_i < 10^{-4}$  основную роль играют процессы, связанные с  $V-V$ -обменом и  $V-T$ -релаксацией. Поэтому типичный упрощенный метод решения состоит в том, что функция распределения электронов и степень ионизации известны и для получения заселенности колебательных уровней решается система уравнений (84) [55]. Несмотря на то, что метод является несамосогласованным, оказалось возможным получить ряд интересных результатов по кинетике заселения колебательных уровней, в частности азота. При этом рассматривалось состояние  $X^+ \Sigma_g^+$  молекулы  $N_2$ . При плотности молекул  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = 1 \text{ эВ}$  и температуре газа  $T = \text{const}$  находилась заселенность колебательных уровней при различных степенях ионизации  $Z_i$ . Было показано, что, чем больше  $Z_i$ , тем за меньшее время происходит выравнивание электронной и колебательной температур. Диссоциация существенно искажает заселенность верхних колебательных уровней. Константы скорости  $e-V$ -процесса были получены численным интегрированием экспериментально определенных сечений и интегрированием по максвелловской функции распределения электронов. Сечения для

переходов между более высокими уровнями были получены при помощи соответствующих экстраполяций [57]. Константы скорости  $V-V$ -процесса подсчитывались по теории Херцфельда [58], для описания  $V-T$ -процесса использовались результаты работы [59]. Тем же методом изучалась диссоциация водорода в работе [60] и кислорода в работе [61]. В случае диссоциации  $H_2$  расчеты проводились для параметров  $1 \text{ эВ} < T_e \leq 2 \text{ эВ}$ ;  $500^\circ \text{K} \leq T \leq 4000^\circ \text{K}$ ,  $5 \text{ Тор} \leq p \leq 50 \text{ Тор}$ ,  $10^{11} \text{ см}^{-3} \leq n_e \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Для диссоциации  $O_2$   $0,5 \text{ эВ} < T_e \leq 1,5 \text{ эВ}$ ,  $300^\circ \text{K} \leq T \leq 1000^\circ \text{K}$ ,  $10^{11} \text{ см}^{-3} \leq n_e \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ;  $5 \text{ Тор} \leq p \leq 20 \text{ Тор}$ .

Результаты расчетов показывают, что  $V-V$ -процессы приводят к переполнению высших колебательных уровней молекул при низкой температуре газа и увеличивают скорость диссоциации.  $V-T$ -процессы стремятся привести заселенность колебательных уровней к больцмановской с температурой, равной температуре газа. Добавление Ag при диссоциации  $H_2$  и водорода при диссоциации  $N_2$  приводит к возрастанию скорости  $V-T$ -релаксации, что существенно снижает диссоциацию [62].

Как уже отмечалось, все расчеты проводились для заданной функции распределения электронов по скоростям и заданной степени ионизации  $Z_i$ . С другой стороны, была проведена целая серия расчетов по определению вида функции распределения электронов по скоростям для тлеющих разрядов при малой степени ионизации  $Z_i$ , когда вид функции распределения определяется столкновениями с нейтральными частицами, находящимися в невозбужденном состоянии [63]. Используя экспериментальные результаты, можно уточнять таким методом константы скоростей ряда процессов [64, 65].

В том случае, когда степень ионизации достаточно велика, столкновение электронов с колебательно-возбужденными до высокого уровня молекулами может привести к возрастанию степени ионизации  $Z_i$ , которая в свою очередь определяет кинетику колебательного возбуждения молекул. Очень важным фактором является также необходимость учета при этом ударов второго рода или сверхупругих ударов. В силу того, что в плазменно-пучковом разряде степень ионизации довольно высока и может меняться от  $10^{-4}$  до 1, в зависимости от мощности и плотности электронного пучка и плотности газа, как кулоновские столкновения, так и сверхупругие удары могут оказать существенное влияние на функцию распределения электронов по скоростям.

В работе [66] была найдена численными методами функция распределения электронов в плазменно-пучковом разряде на водороде. Степень ионизации  $Z_i$  являлась функцией параметров  $2W/p_0$  и  $p_0L$ , где  $p_0$  — давление газа,  $L$  — длина установки. В стационарном случае параметр  $2W/n_0 = U$ , который представляет собой среднюю осцилляторную энергию электронов, зависит от  $Z_i$ . Время жизни электронов в разряде определялось ам-

биполярной диффузией и диссоциативной рекомбинацией. Степень ионизации рассчитывалась при помощи дополнительных итераций, основанных на уравнении баланса для электронов. Предполагалось, что тяжелые частицы находятся в основном состоянии. Относительные потери энергии электронов  $\bar{U}^*/U^T$  представлены на рис. 4 ( $\rho_0 L = 1 \text{ см} \cdot \text{Тор}$ ) для прямой диссоциации  $DI$ , колебательного возбуждения ( $VE$ ), электронного воз-

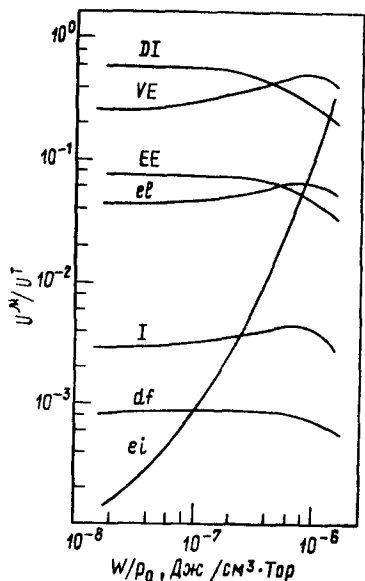


Рис. 4. Относительные потери энергии ( $U^*/U^T$ ) как функция  $W/\rho_0$  при  $\rho_0 L = 1$ , где  $\mu = el, ei, df, VE, EE, DI, I$

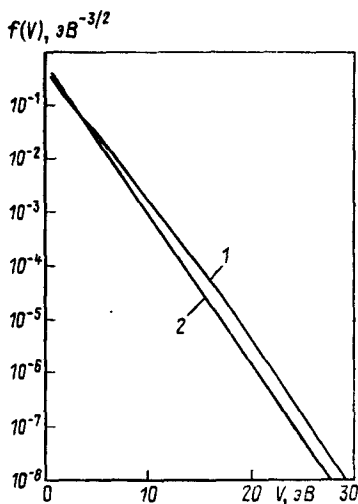


Рис. 5. Функция распределения электронов в плазменно-пучковом разряде для  $T_v = 0$  (кривая 1);  $T_v = 0,8 \text{ эВ}$  (кривая 2)

буждения ( $EE$ ), упругих столкновений с нейтральными частицами ( $el$ ), прямой ионизации  $I$ , амбиполярной диффузии ( $df$ ) и электрон-ионных столкновений ( $ei$ ). Для того, чтобы изучить влияние заселенности колебательных уровней на параметры разряда, была рассчитана функция распределения электронов с учетом сверхупругих ударов. Расчеты проводились для молекулярного водорода при  $\rho_0 L = 1 \text{ см} \cdot \text{Тор}$ ,  $W/\rho_0 = 10^{-6} \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{Тор}$ . Заселенность колебательных уровней предполагалась бoльцмановской с колебательной температурой  $0 \leq T_v \leq 0,8 \text{ эВ}$ . В предположении, что переходы происходят только на соседний колебательный уровень ( $\sigma_{v, v+1} = (v+1)\sigma_{01}(E)$ ), сечения для ионизации, диссоциации и возбуждения электронных уровней имеют вид  $\sigma_v^k = \sigma_0^k (E - \Delta E_{v,0})$ , где  $\Delta E_{v,0}$  — энергия  $v$ -го колебательного уровня, был найден вид функции распределения электронов для  $T_v = 0$  и  $T_v = 0,8 \text{ эВ}$  (см. рис. 5). Нетрудно видеть, что вид

функции распределения очень слабо зависит от  $T_v$ , в то время как плотность электронов  $n_0$ , а следовательно, и степень ионизации  $Z_i$  зависят от  $T_v$  очень сильно. Эта зависимость так же, как и зависимость средней энергии электронов  $\bar{U}$  и  $2W/n_0T_e$  от  $T_v$  показана на рис. 6 для  $W/\rho_0=10^{-6}$  Дж/см<sup>3</sup>·Тор<sup>-1</sup> и  $2W/\rho_0=10^{-7}$  Дж·см<sup>-3</sup>·Тор<sup>-1</sup>. Из рис. 6 видно, что степень

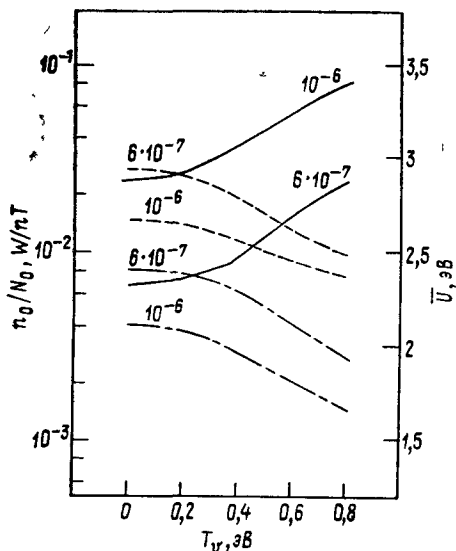


Рис. 6. Зависимость  $Z_i$ ,  $U$ ,  $W/nT$  от температуры  $T_v$ . —  $\frac{n_0}{N_0}$ , ---  $\bar{U}$ ,  
— · —  $\frac{W}{n_0T}$

ионизации возрастает в десять раз, когда колебательная температура  $T_v$  меняется от нуля до 0,8 эВ. Расчеты показывают, что энергетические потери на возбуждение колебательных уровней падают с возрастанием  $T_v$  [66]. Таким образом, степень ионизации зависит как от мощности поглощенной плазмой, так и от колебательной температуры молекул. Заселенность колебательных уровней в свою очередь сильно зависит от температуры газа из-за сильной зависимости скорости  $V-T$ -процесса от температуры газа. Это оказывается весьма существенным для тлеющего разряда, так как при достаточно большой заселенности высших колебательных уровней наблюдается ускорение  $V-T$ -релаксации из-за увеличения температуры газа вследствие ангармонизма колебаний молекул. В результате развивается неустойчивость, приводящая к контракции тлеющего разряда [67—69].

В плазменно-пучковом разряде неустойчивости такого типа нет, так как при плазменно-пучковом разряде, в отличие от тлеющего, к плазме напряжение не приложено.

Увеличение концентрации электронов за счет увеличения скорости ионизации молекул с высоковозбужденными колебательными уровнями может привести к уменьшению инкремента плазменно-пучковой неустойчивости, так как отношение  $n_e/n_0$  становится меньше. Сделанная в работе [70] попытка учесть это обстоятельство, приводит к тому, что теоретические оценки длины релаксации оказываются в хорошем согласии с экспериментальными данными.

### 3.2. Области возможного использования в плазмохимии

Плазменно-пучковый разряд может быть использован как для процессов синтеза, так и диссоциации. Наиболее подходящими для этих целей оказались конфигурации разрядов, изображенные на рис. 2б и 2в. Разряд был устойчив в диапазоне давлений рабочего газа от  $10^{-4}$  Тор до 1 Тор, степень ионизации варьировалась от  $10^{-4}$  до 1 в зависимости от мощности пучка, достигавшей 30 кВт при 5 А тока пучка. Продукты химических реакций отбирались специальными пробоотборником, расход газа  $G$  менялся от 120 л/с до  $1,5 \cdot 10^3$  л/с. Продукты анализировались при помощи масс-спектрометра. Длина вольфрамового катода как в случае ленточной конфигурации (рис. 2б), так и в случае трубчатого пучка (рис. 2в) составляла 20 см, причем в последнем случае газ подавался из центра установки в радиальном направлении, равномерно по всей длине установки. Максимальное магнитное поле в камере — 1 кЭ.

Эксперименты, проведенные ранее на круглом пучке, инжектированном вдоль оси установки (см. рис. 2а) показали, что при большой мощности пучка, когда радиус разряда в десятки раз превышал радиус пучка все молекулы потока газа полностью диссоциируют и ионизируются, захватываются магнитным полем и двигаются при этом вдоль силовых линий магнитного поля по направлению к торцам. Таким образом, описанная конфигурация разряда оказалась подходящей только для случая малой мощности пучка и небольших потоков газа. Несмотря на это на такой системе были получены некоторые интересные результаты [70-72]. Было показано, что при мощности пучка 1,5 кВт на давлениях порядка  $10^{-3}$  Тор наблюдается почти полная диссоциация  $\text{CO}_2$ . Детальный анализ материального баланса показал, что для значительной доли молекул диссоциация идет до конца с образованием С и  $\text{O}_2$ . Остальные молекулы взаимодействуют с электронами по схеме.





Если давление газа выше и достаточно для того, чтобы в объеме между молекулами могло произойти несколько столкновений, то атомарный кислород, вступая в реакцию с  $\text{CO}_2$  приводит к образованию  $\text{CO}$  и  $\text{O}_2$  [73]



В этом случае минимальная энергия, необходимая для образования молекулы  $\text{CO}$  меньше, чем разность между энергиями связи  $\text{CO}$  и  $\text{CO}_2$ , которая равна 5,6 эВ, в силу того, что часть энергии возвращается в систему из-за реакции (87). В результате, при достаточно большом давлении расход энергии на одну молекулу  $\text{CO}$  составит около 3 эВ. Для экспериментов с круглым пучком (см. рис. 2а) было замечено, что самая низкая цена молекулы  $\text{CO}$ , рассчитанная по энергии пучка, поглощенной в плазме, составила 5 эВ и была получена, когда отношение  $\text{CO}/\text{CO}_2$  на выходе из разряда составило 0,2. При этом заметная часть молекул  $\text{CO}_2$  облетала разряд, не попадая в него. Казалось бы, увеличивая мощность пучка, и таким образом, увеличивая радиус разряда, можно избежать указанного явления облета молекулами зоны разряда полностью. Однако увеличение радиуса разряда до размеров, больших длины ионизации, приводит к тому, что степень ионизации сильно увеличивается, что наряду с увеличением отношения  $\text{CO}/\text{CO}_2$  приводит к большим затратам энергии на одну молекулу.

В экспериментах с  $\text{TiCl}_4$  указанный недостаток проявлялся наиболее сильно. Молекулы  $\text{TiCl}_4$ , которые не попадают в зону разряда (см. рис. 2а), могут взаимодействовать с атомами  $\text{Ti}$ , которые являются продуктами диссоциации в разряде, что приводит к появлению  $\text{TiCl}_3$  в качестве окончательного продукта реакции. Это происходит в том случае, когда давление паров  $\text{TiCl}_4$  достаточно высоко, т. е. когда длина свободного пробега атомов по отношению к столкновениям с  $\text{TiCl}_4$  меньше, чем расстояние до закалочной мишени. При давлении паров  $10^{-2}$  Тор это условие выполнялось и конечным продуктом был порошок  $\text{TiCl}_3$ . Когда давление газа было уменьшено на порядок, то продукт в виде порошка, собранный на закалочной мишени, находившейся при температуре 338° К содержал минимальное количество хлора, отвечающее формуле  $\text{TiCl}_{0,2}$ . При нагревании полученного вещества до 400° К оказалось, что оно перешло в  $\beta$ -модификацию титана, т. е. хлор был адсорбирован поверхностью  $\text{Ti}$ , не находясь с ним в химической связи. Размер частиц порошка составлял примерно 20 Å.

Энергетическая стоимость восстановления титана из  $\text{TiCl}_4$  на частицу при этом равна 60 эВ при энергии связи молекулы равной 18 эВ [74]. Для сравнения заметим, что при получении порошка титана из тетрахлорида путем восстановления в водородной плазме его стоимость составляет 4,4 доллара за 1 кг [75], что соответствует нескольким сотням эВ за атом  $\text{Ti}$ .

Установка с ленточным пучком (рис. 26) показанная на рис. 7, свободна от указанных недостатков. Все молекулы попадают в зону разряда, вакуумные сопротивления позволяют

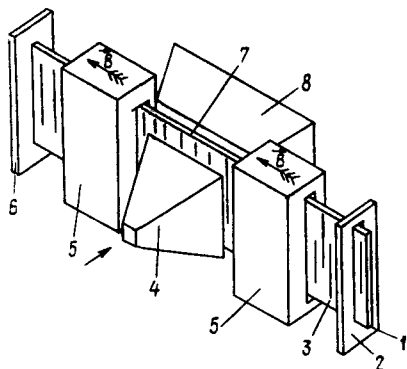


Рис. 7. Установка с электронным пучком ленточной конфигурации:

1 — катод; 2 — анод; 3 — пучок; 4 — система напуска; 5 — катушка магнитного поля; 6 — приемник электронного пучка; 7 — зона разряда; 8 — система отбора продукта

увеличивать давление газа до 1 Тор, время пребывания молекул в разряде, которое пропорционально толщине разряда, может меняться путем изменения размера катода в направлении, параллельном газовому потоку. В данной системе проводились эксперименты по диссоциации  $\text{CO}_2$  и синтезу  $\text{NO}$  из воздуха. Энергетическая цена молекулы  $\text{CO}$ , как и в случае круглого пучка, составляла 5 эВ, однако степень превращения  $\text{CO}_2$  в  $\text{CO}$  была близка к 100%, так как все молекулы попадали в зону разряда.

Выход  $\text{NO}$  в зависимости от мощности пучка для различных давлений и скоростей откачки показан на рис. 8. Максимум от-

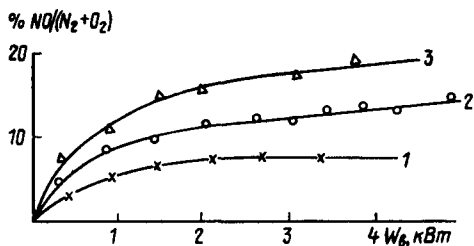


Рис. 8. Процент образования  $\text{NO}$  в зависимости от мощности пучка

1 —  $p_0=2 \cdot 10^{-1}$  торр;  $G=1500$  л.сек $^{-1}$ ; 2 —  $p_0=10^{-1}$  торр;  $G=1500$  л.сек $^{-1}$ ; 3 —  $p_0=5 \cdot 10^{-2}$  торр;  $G=120$  л.сек $^{-1}$

ношения  $\text{NO}/(\text{N}_2+\text{O}_2)$  на выходе из системы составляет 0,2, причем отношение падает для более высоких давлений. Минимальные энергетические затраты на одну молекулу  $\text{NO}$  составляют 10 эВ. [Рис. 9] Максимальный поток воздуха через систему составлял  $10^{22}$  частиц в секунду, т. е. около 0,5 г в секунду. Для увеличения выхода при более высоком давлении необходи-

мо несколько увеличить плотность пучка, которая в описанных опытах была равна  $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$  [76].

Минимальная энергетическая стоимость частицы, полученная в СВЧ-разряде для аналогичного процесса была 24 эВ, поток газа  $5,6 \cdot 10^{21}$  частиц в секунду, а конверсия воздуха в NO составляла 7% [10].

Теоретические расчеты, построенные по схеме, описанной в предыдущем разделе находятся в количественном согласии с экспериментом [76].

Интересно отметить, что теория, развитая для плазменно-пучкового разряда, в той своей части, которая касается расчета функции распределения электронов по скоростям и заселенности колебательных уровней молекулы, может быть применена к системам, использующим явление электронного циклотронного резонанса, в котором обычно устанавливается плотность плазмы

такая, что  $\omega_{pe} \approx \omega_{He}$ . В этом случае расчеты, проведенные для плазменных волн полностью оказываются применимыми к таким системам, а экспериментальные результаты по выходу NO для отношения  $\text{NO}/\text{N}_2 + \text{O}_2$  составляют 3—10% [77].

Рассмотрим возможные применения установки с ленточным пучком, показанной на рис. 26. В принципе установка такого типа может быть использована для ряда технологических процессов, таких как прямое восстановление металлов из их галогенидов без водорода, получение CO из  $\text{CO}_2$ , синтез NO из воздуха, а также для ряда процессов, важных для электронной промышленности, таких как сухое травление и нанесение пленок.

Основные характеристики, которые принимаются во внимание при рассмотрении возможных приложений, особенно в массовых производствах NO и CO — это энергетическая стоимость единицы продукта и производительность системы.

Энергетическая стоимость частицы, указанная выше, не учитывает энергетические затраты на откачку системы и создание магнитного поля. Энергия, которая расходуется на откачку при низких давлениях, довольно велика. Она оказывается меньше характерной энергии связи соединений и составляет примерно 2 эВ на частицу только при давлениях порядка 1 Торр. Таким образом, оптимальное давление для высокопроизводительных процессов должно составлять несколько торр. Энергия, затра-

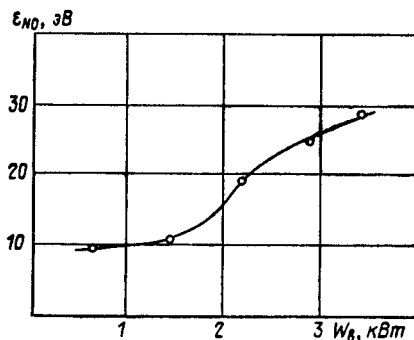


Рис. 9. Зависимость энергетических затрат на образование одной молекулы окиси азота ( $\epsilon_{\text{NO}}$ ) от мощности пучка ( $p = 10^{-1}$  Торр),  $([\text{NO}]/([\text{N}_2] + [\text{O}_2]) = 10\%)$

ченная на магнитное поле, может быть найдена оптимизацией конфигураций катушек магнитного поля. Наиболее подходящей при этом является конфигурация типа соленоида. Учитывая, что характерные значения напряженности магнитного поля порядка  $1 \div 2$  кЭ, можно показать, что при давлениях порядка 1 Тор, расходе  $10^{23}$  частиц в секунду и  $S \approx 0,15$  м<sup>2</sup> энергия, затраченная на создание поля в пересчете на одну частицу составит меньше 1 эВ [76]. Расходы вплоть до 1 грамм-моль в секунду могут быть достигнуты удлинением катода и повышением давления в системе до 2 Тор. При этом можно ожидать, что полная энергетическая стоимость частицы NO составит примерно 10 эВ.

Системы с трубчатым электронным пучком, в которых напуск газа производится изнутри цилиндрической плазменной завесы, образованной разрядом (см. рис. 2в), отличаются той особенностью, что в них полностью исключен облет молекулами зоны разряда. На таких установках проводились эксперименты по диссоциации  $CF_4$  и  $SF_6$ . При мощности трубчатого электронного пучка 2,5 кВт и давлении рабочего газа 0,6 Тор были получены потоки атомарного фтора с плотностью потока до  $10^{19}$  част/см<sup>2</sup>·с. Индикатором плотности потока атомов фтора служили пластины кристаллического кремния или молибдена, по скоростям травления которых и оценивалась плотность потока атомарного фтора. Образовавшийся при травлении газ  $SiF_4$  откачивался насосом. Скорости травления кремния и молибдена составили 30 мкм/мин и 8 мкм/мин соответственно. Большие потоки атомов могут представлять интерес как для производства микросхем методом «сухого травления», так и для проведения химических реакций с участием атомов и активных радикалов, которые в этом случае проходят с высокими скоростями даже при низких (криогенных) температурах [78].

#### 4. ПЛАЗМА В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

##### 4.1. Теория стационарной плазменной центрифуги

Рассмотрим полностью ионизованную плазму низкой плотности  $n_0 \leq 10^{13}$  см<sup>-3</sup>, и достаточно высокой температуры  $T_e \sim 10$  эВ,  $T_i \sim 2 \div 3$  эВ, помещенную в скрещенные  $E_z$  и  $H_z$  поля, как показано на рис. 10. Параметры системы выберем таким образом, что плазма является бесстолкновительной, то есть длина свободного пробега по отношению к кулоновским столкновениям больше, чем длина системы  $L$ . Магнитное поле выбирается из того условия, что все заряженные частицы замагничены, то есть ионная циклотронная частота  $eH/Mc$  много больше частоты кулоновских ион-ионных столкновений. Плазма содержит ионы двух сортов, различающиеся массами  $M_d$  и  $M_t$

и электроны, причем в силу квазинейтральности плотность электронов  $n_0$  равна сумме плотностей ионов  $n_d + n_t$ . Разряд является стационарным и поддерживается, например, элект-

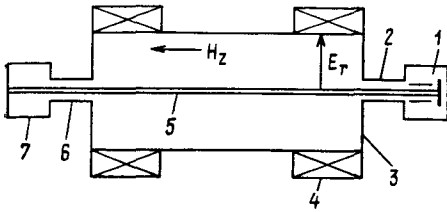


Рис. 10. Установка со скрещенными  $E$  и  $H$  полями:

1 — электронная пушка; 2, 6 — вакуумные сопротивления; 3 — камера; 4 — катушки магнитного поля; 5 — электронный пучок; 7 — коллектор электронного пучка

ронным пучком. Как только плазма двигаясь вдоль магнитных силовых линий, достигает торцов, происходит рекомбинация и нейтральные частицы, отражаясь от торцов, возвращаются в систему. Проходя путь порядка длины ионизации, нейтральная частица ионизуется, и с этого момента на нее начинают действовать электрическое и магнитные поля. Длина ионизации может быть оценена следующим образом

$$l_{\text{ion}} = \frac{u}{\tau_{\text{ion}}} \sim \frac{1}{n_0 \sigma_{\text{ion}}} \cdot \frac{u}{v_{Te}}$$

Здесь  $u$  — скорость нейтральных частиц;  $\sigma_{\text{ion}}$  — сечение ионизации. В силу малости отношения  $u/v_{Te}$  длина ионизации будет малой, если плотность плазмы достаточно велика. Фактически, для типичных параметров длина ионизации порядка ларморовского радиуса иона [79]. Поэтому в отсутствие радиального электрического поля ион, рекомбинируя на торцах и возвращаясь затем в плазму в виде нейтральной частицы, которая в свою очередь, ионизуясь, превращается в ион, остается практически на той же самой силовой линии, не смещаясь в радиальном направлении. Когда  $E_r \neq 0$ , то можно считать, что оно включается для нейтральной частицы за время порядка  $\tau_{\text{ion}} \sim \sim l_{\text{ion}}/u$ . В результате происходит поляризационный дрейф ионов в пристеночных слоях, толщина которых порядка  $l_{\text{ion}}$ .

Переходя в систему координат, движущуюся вдоль магнитного поля со скоростью  $u$ , можно записать уравнение для движения иона в поперечном магнитному полю направлении следующим образом:

$$M_i \frac{dv_{i\perp}}{dt} = e \left\{ \mathbf{E}(t) + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_{i\perp} \mathbf{H}_0] \right\}. \quad (88)$$

Полагая  $\frac{dv_i}{dt} \ll v_i \omega_{Hi}$ , получаем в первом приближении

$$\mathbf{E}(t) + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_{i\perp} \mathbf{H}_0] = 0,$$

откуда следует, что

$$\mathbf{v}_{i\perp} = \frac{c}{H^2} [\mathbf{E}(t) \mathbf{H}_0] = v_{\varphi}^{(0)} \mathbf{e}_{\varphi}. \quad (89)$$

Рассмотрим теперь следующее приближение. Подставляя (89) в левую часть уравнения (88) и учитывая, что  $E = E(t)$ , получаем

$$M \frac{c}{H^2} [\dot{E}(t) \mathbf{H}_0] = \frac{e}{c} [\Delta \mathbf{v}_{i\perp} \mathbf{H}_0], \quad (90)$$

или

$$\vec{\Delta \mathbf{v}}_{i\perp} = c \frac{\dot{E}}{H_0} \cdot \frac{1}{\omega_{Hi}}. \quad (91)$$

Так как  $\dot{E} \approx E/\tau_{\text{ion}}$ , то условие малости  $\Delta v_{i\perp} \ll v_{i\perp}$  принимает вид  $\tau_{\text{ion}} \omega_{Hi} \gg 1$  и может быть выполнено в достаточно сильном магнитном поле, а выражение для  $\Delta v_{i\perp}$  можно переписать в следующем виде [41]:

$$\Delta v_r \approx \frac{cE}{H_0} \frac{v_{\text{ion}}}{\omega_{Hi}} = v_{\Phi}^{(0)} \frac{v_{\text{ion}}}{\omega_{Hi}}. \quad (92)$$

В силу того, что  $v_{\text{ion}}$  от массы иона не зависит, из формулы (92) следует, что радиальная скорость дрейфа прямо пропорциональна массе иона. Аналогичное рассмотрение для электронов показывает, что их радиальная скорость в  $M/m$  раз меньше, т. е. радиальный ток в системе обусловлен движением ионов, причем скорость тяжелых ионов больше скорости легких. Достигая стенки металлической камеры, являющейся внешним электродом, ион рекомбинирует с электроном, который, двигаясь вдоль силовых линий магнитного поля на внутренний электрический электрод, создает электронный ток во внешней цепи. Таким образом, на периферии системы вблизи стенки камеры увеличивается плотность плазмы  $n_0$ . Появлению достаточно больших градиентов плотности в радиальном направлении препятствует диффузия плазмы как целого к центру с коэффициентом диффузии порядка бомовского [80]. Для данного профиля плотности плазмы тяжелые ионы будут концентрироваться на периферии системы в большей степени, чем легкие. Для количественного описания эффекта разделения введем коэффициент разделения в обычном виде

$$\alpha = (n_T/n_L)_R : (n_T/n_L)_{r_0},$$

где  $R$  и  $r_0$  соответственно большой и малый радиусы системы, индексы Т и Л соответствуют тяжелым и легким ионам. Найдем коэффициент разделения для случая, когда торцевой механизм разделения является доминирующим. Вообще говоря, вращение полностью ионизованной плазмы в скрещенных полях может приводить к дополнительному разделению, не связанному с протеканием тока по радиусу, а связанному лишь с перераспределением тяжелых и легких ионов при заданной электронной концентрации  $n_0(r)$  [82, 83]. Для того, чтобы учесть этот эффект,

запишем уравнение (88) в следующем виде:

$$n_T e_r M_T \frac{v_{\phi, T}^{(0)2}}{r} = e E n_T + \frac{e}{c} [v_{\perp T} H_0] - T_i \frac{\partial n_T}{\partial r} e_r - \\ - \langle v_0 \sigma_k \rangle \tilde{M} n_L n_T (v_T - v_L). \quad (93)$$

Здесь учтена центробежная сила, температура ионов и кулоновские столкновения,  $v_0$  — относительная скорость ионов,  $\sigma_k$  — кулоновское сечение, знак  $\langle \rangle$  означает усреднение по скоростям,  $\tilde{M}$  — приведенная масса. Пользуясь условием замагниченности и пренебрегая всеми членами, кроме первых двух в правой части, получим в первом приближении результат, описываемый формулой (89). Пользуясь затем формулой для скорости дрейфа заряженной частицы под действием силы  $F$ :

$$v = \frac{c}{e H^2} [F H_0]$$

найдем, что учет центробежной силы и давления приведет к дрейфу тяжелого иона в азимутальном направлении со скоростью:

$$v_{\phi}^T = -\frac{c}{H} E_r - \frac{c}{e H} \cdot \frac{M_T v_{\phi}^{(0)2}}{r} - \frac{c T_i}{e H} \cdot \frac{1}{n_T} \frac{\partial n_T}{\partial r}. \quad (94)$$

Аналогично для скорости легкого иона имеем

$$v_{\phi}^L = -\frac{c}{H} E_r - \frac{c}{e H} \frac{M_L v_{\phi}^{(0)2}}{r} - \frac{c T_i}{e H} \frac{1}{n_L} \frac{\partial n_L}{\partial r}. \quad (95)$$

Разность скоростей  $v_{\phi}^T - v_{\phi}^L$  за счет отличия масс и градиентов давлений приведет к тому, что последнее слагаемое в формуле (93) будет отличаться от нуля, т. е. в азимутальном направлении начнет действовать сила трения  $F_{\phi} = -\tilde{M} n_L \langle v_0 \sigma_k \rangle (v_{\phi}^T - v_{\phi}^L)$ , приводящая к появлению скорости дрейфа в радиальном направлении. В результате плотности потока тяжелых и легких ионов будут равны

$$-n_L v_{r, L} = n_T v_{r, T} = \frac{n_T n_L \langle \sigma_k v_0 \rangle n_e}{n_e \tilde{\omega}_{H i}^2} \left[ \frac{M_T - M_L v_{\phi}^{(0)2}}{\tilde{M}} \frac{1}{r} - \right. \\ \left. - \frac{T_i}{\tilde{M}} \left( \frac{1}{n_T} \frac{\partial n_T}{\partial r} - \frac{1}{n_L} \frac{\partial n_L}{\partial r} \right) \right]. \quad (96)$$

В рассматриваемом случае длина свободного пробега иона, определенная по кулоновским столкновениям намного превышает размеры системы. Поэтому столкновение ионов с торцами будет происходить гораздо чаще, чем между собой, смещение ионов по радиусу будет происходить вблизи торцов. Усредняя по быстрым осцилляциям частиц между торцами, можно считать, что система по длине является однородной и полный поток ионов по радиусу с учетом диффузии плазмы как целого в ра-

диальном направлении примет вид

$$N_T^s = 2\pi r L \left[ n_T v_\phi^{(0)} \frac{v_{ion}}{\omega_{Hi}} - D^* \frac{n_T}{n_e} \frac{\partial n_0}{\partial r} + \frac{n_T n_L}{n_e} \cdot \frac{\langle \sigma_k u_0 \rangle n_0}{\omega^2} \times \right. \\ \left. \times \left\{ \frac{M_T - M_L}{\tilde{M}} \cdot \frac{v_\phi^{(0)^2}{r}}{r} - \frac{T_i}{\tilde{M}} \left( \frac{1}{n_T} \cdot \frac{\partial n_T}{\partial r} - \frac{1}{n_L} \cdot \frac{\partial n_L}{\partial r} \right) \right\} \right]. \quad (97)$$

Поток легких ионов можно получить из выражения (97) заменой индекса Т на Л. Пользуясь тем, что в стационарном случае  $N_T^s + N_L^s = 0$ , а также условием квазинейтральности  $n_0 = n_L + n_T$ , получим уравнение для определения функции  $n_0(r)$ :

$$2\pi r L \left[ n_T v_\phi^{(0)} \frac{v_{ion}}{\omega_{Hi}} + n_L v_\phi^{(0)} \frac{v_{ion}}{\omega_{Hi}} \right] = \frac{J^s}{e} = D^* \frac{\partial n_0}{\partial r}. \quad 2\pi r h \quad (98)$$

где  $J^s$  — радиальный электрический ток. Подставляя выражение (98) в (97) и учитывая, что в стационарном случае  $N_T^s = 0$ , получим

$$\ln \alpha^s = \ln \frac{x}{1-x} \Big|_{r_0}^R = \\ = \frac{M_T - M_L}{\tilde{M}} \left[ \frac{v_{ion}}{v_k} \sqrt{2} \int_{r_0}^R \frac{v_\phi^{(0)}}{\tilde{v}_{Ti}} \frac{\partial r}{\tilde{\rho}_{Li}} + 2 \int_{r_0}^R \frac{v_\phi^{(0)^2}}{\tilde{v}_{Ti}^2} \cdot \frac{dr}{r} \right]. \quad (99)$$

Здесь  $\tilde{v}_{Ti} = \sqrt{\frac{2T_i}{M}}$ ;  $\tilde{\rho}_{Li} = \tilde{v}_{Ti} / \omega_{Hi}$  — ларморовский радиус иона, масса которого равна приведенной,  $x = n_T / n_0$ .

Нетрудно видеть, что логарифм коэффициента разделения пропорционален относительной разности масс ионов и представляет собой сумму двух слагаемых, первое из которых обязано своим происхождением дрейфу ионов вблизи поверхности торцов [84], а второе — центробежному эффекту [82]. При достаточно низкой плотности плазмы порядка  $10^{13}$  см<sup>-3</sup> и высокой температуре ионов, кулоновская частота столкновений  $\nu_k$  оказывается порядка обратного времени ионизации  $\nu_{ion}$ . В силу того, что обычно в плазме, вращающейся в скрещенных электрическом и магнитном полях, скорость вращения оказывается величиной, меньшей или порядка тепловой скорости тяжелого иона [85], первое слагаемое оказывается больше второго в  $R/\tilde{\rho}_{Li}$  раз и разделение ионов по массам происходит в основном за счет разности торцевых потоков ионов, локализованных вблизи торцов на расстоянии порядка длины ионизации  $\delta_{ion} \approx u/\nu_{ion}$ . В том случае, когда длина системы  $L$  оказывается большей длины свободного пробега для кулоновских столкновений ионов между собой, усреднять по движению ионов между торцами уже нельзя, так как траектория ионов в объеме сильно искажается из-за влияния на нее кулоновских столкновений и связанных с ними дрейфов.



Для однородной вдоль магнитного поля цилиндрической системы длиной  $L$  поток тяжелых ионов в радиальном направлении будет в этом случае равен

$$N_T = 2\pi r L \left[ n_T v_\phi^{(0)} \frac{v_{\text{ion}}}{\omega_{Hi}} \cdot \frac{2\delta_{\text{ion}}}{L} + \frac{n_T n_L}{n_0} \cdot \frac{\langle \sigma_k v_0 \rangle n_0}{\tilde{\omega}_{Hi}^2} \times \right. \\ \left. \times \left\{ \frac{M_T - M_L}{\tilde{M}} \cdot \frac{v_\phi^{(0)^2}}{r} - \frac{T_i}{\tilde{M}} \left( \frac{1}{n_T} \cdot \frac{\partial n_T}{\partial r} - \frac{1}{n_L} \cdot \frac{\partial n_L}{\partial r} \right) \right\} \right]. \quad (100)$$

Здесь учтено, что торцевой ток протекает в пристеночных слоях толщиной  $\delta_{\text{ion}}$ . В том случае, если для увеличения эффекта разделения связанного с протеканием электрического тока установка заполняется буферным газом с высоким потенциалом ионизации (например гелием), радиальный электрический ток будет больше за счет того, что подвижность ионов поперек магнитного поля возрастет [86]. Дополнительная скорость ионов будет равна:

$$v_r^B = v_\phi^{(0)} \frac{v_{in}}{\omega_{Hi}}; \quad v_{in} = \frac{M_n}{M_i + M_n} \langle \sigma_{in} v_{in}^{(0)} \rangle n_B, \quad (101)$$

где  $n^B$  — плотность буферного газа,  $\sigma_{in}$  — сечение столкновения ионов с атомами буферного газа,  $v_{in}^{(0)}$  — относительная скорость,  $M_n$  — масса нейтрального атома. Присутствие газа с высоким потенциалом ионизации заметно увеличит радиальный ток лишь в том случае, когда плотность буферного газа достаточно велика, точнее, когда длина свободного пробега ионов относительно столкновений с атомами буферного газа будет в несколько раз меньше длины установки  $L$ . В этом случае, как и в случае большой частоты кулоновских столкновений, уже нельзя считать, что ионы вне торцов не меняют своей траектории и усредняют по их осцилляциям между торцами нельзя.

При этом полный поток определяется выражением

$$N_T^\Sigma = 2\pi r L \left[ n_T v_\phi^{(0)} \left( \frac{v_{in}}{\omega_{Hi}} + \frac{v_{\text{ion}}}{\omega_{Hi}} \cdot \frac{2\delta_{\text{ion}}}{L} \right) + \right. \\ \left. + \frac{n_T n_L}{n_0} \cdot \frac{v_k}{\tilde{\omega}_{Hi}^2} \left\{ \frac{M_T - M_L}{\tilde{M}} \cdot \frac{v_\phi^{(0)^2}}{r} - \frac{T_i}{\tilde{M}} \left( \frac{1}{n_T} \cdot \frac{\partial n_T}{\partial r} - \frac{1}{n_L} \cdot \frac{\partial n_L}{\partial r} \right) \right\} - \right. \\ \left. - D^* \frac{n_T}{n_0} \cdot \frac{\partial n_e}{\partial r} \right], \quad (102)$$

где  $v_k = n_0 \langle \sigma_k v_0 \rangle$  — частота кулоновских ион-ионных столкновений. Выражение для потока легких ионов можно получить из (102) заменой индекса  $T$  на  $L$ . Два первых слагаемых в правой части выражения (102) связаны с протеканием радиального электрического тока. В стационарном режиме  $N_T^\Sigma + N_L^\Sigma = 0$ . Воспользовавшись теперь условием квазинейтральности  $n_0 = n_T + n_L$  получим уравнение для определения зависимости

$n_0(r)$ .

$$2\pi r L \left[ n_T v_\Phi^{(0)} \left( \frac{v_{in}^T}{\omega_{Hi}^T} + \frac{v_{ion}^T}{\omega_{Hi}^T} \cdot \frac{2\delta_{ion}}{L} \right) + \right. \\ \left. + n_L v_\Phi^{(0)} \left( \frac{v_{in}^L}{\omega_{Hi}^L} + \frac{v_{ion}^L}{\omega_{Hi}^L} \cdot \frac{2\delta_{ion}}{L} \right) \right] = \frac{I}{e} = D^* \frac{dn_0}{dr} 2\pi r L. \quad (103)$$

Здесь  $I$  — полный радиальный электрический ток. Сравнение решений уравнения (103) с экспериментальными результатами дает хорошее согласие, подтверждающее правильность выбранной модели [81].

Разделение в системе, как и прежде, связано с различием радиальных скоростей для легкого и тяжелого ионов.

Подставляя  $D^* \frac{dn_0}{dr}$  из формулы (103) в выражение для потока (102) и пользуясь уже введенными обозначениями  $x = n_T/n_0$ ;  $(1-x) = n_L/n_0$ , получим

$$N_T^\Sigma = 2\pi r L n_0 x (1-x) \left[ v_\Phi^{(0)} \left( \frac{v_{in}^T}{\omega_{Hi}^T} - \frac{v_{in}^L}{\omega_{Hi}^L} \right) + v_\Phi^{(0)} \frac{2\delta_{ion}}{L} \times \right. \\ \times \left( \frac{v_{ion}^T}{\omega_{Hi}^T} - \frac{v_{ion}^L}{\omega_{Hi}^L} \right) + \frac{v_k}{\omega_{Hi}^2} \cdot \frac{(M_T - M_L)}{\bar{M}} \cdot \frac{v_\Phi^{(0)^2}{r}}{r} - \\ \left. - \frac{v_k}{\omega_{Hi}^2} \cdot \frac{T_i}{\bar{M}} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( \ln \frac{x}{1-x} \right) \right]. \quad (104)$$

В установившемся режиме  $N_T^\Sigma = N_L^\Sigma = 0$ . Используя это условие, можно получить выражение для коэффициента разделения  $\alpha$

$$\ln \alpha = \ln \frac{x}{1-x} \Big|_{r_0}^R = \frac{M_T - M_L}{\bar{M}} \left[ \frac{2\delta_{ion}}{L} \cdot \frac{v_{ion}}{v_k} \sqrt{2} \int_{r_0}^R \frac{v_\Phi^{(0)}}{v_{Ti}} \cdot \frac{dr}{\rho_i} + \right. \\ \left. + 2 \int_{r_0}^R \frac{v_\Phi^{(0)^2}}{v_{Ti}^2} \cdot \frac{dr}{r} \right] + \sqrt{2} \int_{r_0}^R \frac{v_\Phi^{(0)}}{v_{Ti}} \cdot \frac{\tilde{\omega}_{Hi}}{v_k} \left( \frac{v_{in}^T}{\omega_{Hi}^T} - \frac{v_{in}^L}{\omega_{Hi}^L} \right) \frac{dr}{\rho_i}. \quad (105)$$

Первые два слагаемых в формуле (105) обязаны своим происхождением торцевому току и центробежному механизму разделения, а третье появляется при наличии в системе буферного газа с высоким потенциалом ионизации. При достаточно большой плотности плазмы, когда  $2\delta_{ion}/L \ll 1$ , коэффициент обогащения определяется центробежным эффектом и электрическим током, возникающим из-за присутствия в системе буферного газа.

Интересно отметить, что последнее слагаемое может менять знак в зависимости от соотношения между  $M_n$  и  $M_i$ . Действи-

тельно, при  $M_n \gg M_T \approx M_L$

$$\frac{v_{in}^T}{\omega_{Hi}^T} - \frac{v_{in}^L}{\omega_{Hi}^L} \approx \frac{n_B \sigma_{in} \sqrt{2T_i c}}{eH} (\sqrt{M_T} - \sqrt{M_L}) \approx$$

$$\approx \frac{n_B \sigma_{in} \tilde{v}_{Ti}}{2\tilde{\omega}_{Hi}} \cdot \frac{M_T - M_L}{\tilde{M}}, \quad (106)$$

$$\frac{v_{in}^T}{\omega_{Hi}^T} - \frac{v_{in}^L}{\omega_{Hi}^L} \approx - \frac{n_B \sigma_{in} \tilde{v}_{Ti}}{2\tilde{\omega}_{Hi}} \cdot \frac{M_n}{\tilde{M}} \cdot \frac{M_T - M_L}{\tilde{M}} \quad (107)$$

при  $M_n \ll M_T \approx M_L$ ,  $T_n \ll T_i$ .

Это означает, что при достаточно большой плотности буферного газа в случае, когда  $M_n \ll M_i$ , может оказаться, что поток поперек магнитного поля, связанный со столкновениями нейтральных атомов с ионами, превысит поток из-за центробежного разделения. В этом случае на больших радиусах в системе могут оказаться более легкие ионы.

## 4.2. Эксперименты с вращающейся плазмой

Поведение плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях в течение длительного времени изучалось с точки зрения создания оптимальной конфигурации для управляемого термоядерного синтеза. В обширном обзоре Ленарта был подведен итог попыткам использовать такую конфигурацию для создания плазмы с термоядерными параметрами и выдвинута идея о возможности применения таких систем для разделения элементов и изотопов [85]. Теоретической основой предлагавшегося способа разделения изотопов служил центробежный механизм разделения, вклад которого в коэффициент разделения  $\alpha$  описывается вторыми слагаемыми в формулах (99) и (105). При  $v_\phi^{(0)}$ , не зависящем от радиуса (в противном случае возникают неустойчивости типа Кельвина-Гельмгольца) в работах [82, 85] была получена следующая формула

$$\ln \alpha = \frac{M_T - M_L}{\tilde{M}} \cdot \frac{\tilde{M} v_\phi^{(0)2}}{T_i} \cdot \ln \frac{R}{r_0}; \quad v_\phi^{(0)2} \sim \frac{T_i}{M_T}. \quad (108)$$

Установка FI, на которой проводились первые проверки этого механизма, показана на рис. 11 [82]. Полоидальное магнитное поле создавалось основной и двумя дополнительными катушками. Максимальное значение магнитного поля составляло 10 кЭ. Камера заполнялась рабочим газом, плотность которого была порядка  $10^{15}$  см<sup>-3</sup>. К сожалению, только при таких повышенных плотностях удавалось зажечь импульсный разряд, который поддерживался за счет ионизации в скрещенных  $E$  и  $H$  полях в течение  $10^{-3}$  с. Посредством второго импульса плазма вовлекалась во вращение. Состав плазмы анализировался при помощи импульсного пробоотборника в различных точках системы. Было

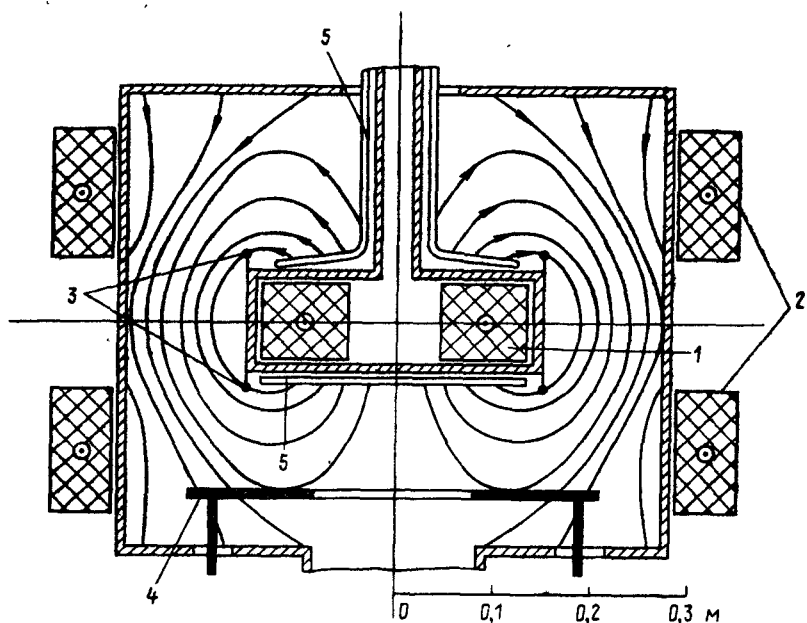


Рис. 11. Схема разрядной камеры установки FI:

1 — основная катушка; 2 — вспомогательная катушка; 3 — анодные кольца; 4 — плоский катод; 5 — изоляторы

показано, что в водородно-аргоновой плазме коэффициент разделения  $\alpha$  достигал  $\alpha=50$ . Изучение возможности разделения изотопов проводилось в установках того же типа SUPER IV [87] и Vortex II [88]. В качестве рабочего газа использовался неон, содержащий естественную смесь изотопов  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{22}\text{Ne}$ . Были получены следующие результаты: максимальная скорость вращения  $v_{\phi}^{(0)}=1,3 \cdot 10^6$  см/с, электронная температура порядка нескольких эВ; максимальный коэффициент обогащения 1,15 наблюдался в течение времени порядка  $10^{-2}$  с.

В импульсных плазменных центрифугах повышение разделительного эффекта связано с достижением больших скоростей вращения, так как максимальная плотность плазмы  $n_0$  примерно равная  $2 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$  [89] слишком велика для доминирования торцевого механизма разделения.

Исследование разделения изотопов  $^3\text{He}$ — $^4\text{He}$  и  $^{20}\text{Ne}$ — $^{22}\text{Ne}$  в водородном разряде показало, что температура нейтрального газа с высоким потенциалом ионизации остается достаточно низкой  $T \sim 0,8$  эВ, в то время как из-за достаточно большого импульсного радиального тока нейтральные атомы оказываются вовлеченными во вращение с большими азимутальными скоростями  $v_{\phi}^{(0)}$ . В этом отношении системы на смесях, когда относительно легкоионизируемой компонентой является легкий газ во-

дород и плотность плазмы  $n_e$  достаточно велика, система работает как обычная газовая центрифуга и разделение имеет место для изотопов нейтрального газа. Выражение для коэффициента разделения (108) при этом оказывается справедливым, так что при  $v_e \approx v_{Ti}$  величина  $\ln \alpha \leq (M_T - M_L) / M_T$  [90].

Экспериментальные результаты для  ${}^3\text{He}$ — ${}^4\text{He}$  дают значение  $\alpha = 5,7$  и для  ${}^{20}\text{Ne}$ — ${}^{22}\text{Ne}$   $\alpha = 1,44$ , т. е. несколько выше, чем расчетные [90]. Это связано с тем обстоятельством, что разделение происходит в основном по длине. По мнению авторов, это свидетельствует о появлении в системе циркуляционных потоков, приводящих к некоторому «умножению» радиального разделительного эффекта таким же образом, как это происходит в газовой центрифуге [91]. Максимальный коэффициент разделения на смеси изотопов  ${}^3\text{He}$ — ${}^4\text{He}$   $\alpha = 5,7$  в водородном разряде был достигнут, когда пробоотбор производился из точек с координатами  $r = 5$ , см  $z = -20$  см;  $r = 12,5$  см,  $z = +20$  см.

С учетом того факта, что технологический интерес представляет, по-видимому, только стационарные системы, в настоящее время ведется целый ряд работ по поиску стационарного устойчивого разряда с достаточно высокой степенью ионизации.

Попытки использования конфигураций типа «Гомопольар» в стационарном случае не привели к положительным результатам из-за низкой степени ионизации [85].

В работе [92] была сделана попытка на основе дугового разряда на урановой плазме в присутствии буферного газа гелия найти области устойчивого горения разряда и, приведя затем урановую плазму во вращение, изучить возможности разделения изотопов  ${}^{238}\text{U}$  и  ${}^{235}\text{U}$ . Плазма создавалась в длинной ( $L = 40$  см) электрической дуге с радиальной компонентой электрического тока (радиус катода составлял 0,8 см, анода — 2 см). В течение нескольких минут дуга устойчиво горела в охлаждаемой водой медной камере, помещенной в продольное магнитное поле. Специально созданный испаритель подавал пары урана, который, имея низкий по сравнению с гелием потенциал ионизации, оказывался полностью ионизованным. Плотность урана была равна  $10^{14}$  см $^{-3}$ , гелия  $10^{16}$  см $^{-3}$ . Ток в дуге достигал 180 А, магнитное поле 8 кЭ. Скорость вращения измерялась по доплеровскому сдвигу нескольких линий  $U_{II}$  и составила в максимуме  $2,5 \cdot 10^5$  см/с. Коэффициент обогащения измерялся на различных радиусах. Отбор проб осуществлялся при помощи конденсирования урана на охлаждаемой кварцевой пластине.

Специфика дугового разряда приводит к тому, что электрод, находящийся на большем радиусе, является анодом, поэтому ионный ток течет в направлении от большого радиуса к центру. В силу того, что магнитное поле не является достаточным для того, чтобы замагнитить ионы, легкие ионы движутся к центру

с несколько большей скоростью, чем тяжелые, а совместное влияние ионного тока и центробежных сил приводит к тому, что как плотность плазмы, так и обогащение по легкому изотопу оказываются больше в центре, чем на периферии. Были получены коэффициенты обогащения  $\alpha \approx 1,1$ .

Для того, чтобы улучшить разделение в стационарных системах такого типа, необходимо, по-видимому, создать такую конфигурацию, в которой как центробежная сила, так и ионный ток были бы направлены в одну сторону, а ионы были замагниченными. Однако, как показано в работе [92], в таких областях дуга становится неустойчивой.

Использование плазменно-пучкового разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях позволяет зажечь устойчивый разряд во всем объеме камеры при достаточно низких давлениях и соответствующим подбором параметров пучка достичь полной ионизации плазмы. При этом можно приложить напряжение между внешней стенкой камеры и пучком таким образом, чтобы ионный ток был направлен от центра к периферии. Выбирая теперь соответствующие плотности плазмы  $n_0$  и магнитного поля  $H_0$ , можно найти режимы устойчивого горения разряда при полной ионизации плазмы с замагниченными ионами, когда ионный ток течет от центра к периферии.

Эксперименты показали, что разряд оказывается устойчивым на различных смесях благородных газов в диапазоне давлений  $10^{-4} \div 10^{-3}$  Тор [93].

Параметры разряда были следующими: максимальное магнитное поле в центре катушек 10 кЭ, в середине камеры до 6 кЭ; энергия электронов пучка до 10 кэВ, ток пучка до 1,5 А; радиальный ток в плазме менялся от десятых долей ампера до 6 А. Выгорание спектральных линий нейтральных атомов свидетельствовало о том, что плазма была полностью ионизована. Скорость вращения  $v_{\phi}^{(0)} = 5 \cdot 10^5$  см/с определялась по доплеровскому сдвигу однократно ионизованного аргона ( $\lambda = 5017 \text{ \AA}$ ). Доплеровское уширение спектральных линий соответствовало ионной температуре примерно приблизительно равной 5 эВ. Отбираемые пробы анализировались при помощи масс-спектрометра. Для смеси Ag—He  $\alpha = 6,6$ ; для Kr—Ar  $\alpha = 2,5$ ; для Xe—Kr  $\alpha = 2$ , а для изотопов Ne<sup>20</sup>—Ne<sup>22</sup>  $\alpha = 1,3$ . В силу того, что в системе отсутствовал буферный газ, а температура ионов была достаточно велика, по-видимому, реализовывался механизм разделения за счет протекания торцевого тока. Как зависимости от масс, так и абсолютные значения  $\alpha$  находятся в хорошем согласии с формулой (99). Зависимости  $\alpha$  от расстояния от торцов вдоль магнитного поля обнаружено не было. В работах [94, 95] описаны зондовые измерения плотности плазмы по радиусу, которые показали, что распределение плотности плазмы аналогично распределению плотности нейтрального газа и плазмы вместе.

Это также служит косвенным подтверждением того, что плазма полностью ионизована.

Для проверки гипотезы о торцевом механизме разделения были проделаны опыты на установке, длина которой могла меняться вдоль магнитного поля. Было показано, что увеличение длины системы при сохранении остальных параметров не приводит к изменению величины радиального тока, что подтверждает справедливость поляризационного механизма протекания радиального тока вблизи торцов [96].

Высокая степень ионизации и разряд во всем объеме камеры появляются в том случае, когда плотность пучка и его энергия превышают некоторые критические значения, которые зависят от длины камеры  $L$ . Это обстоятельство связано с тем, что заметная доля энергии пучка передается плазме, когда длина релаксации пучка, зависящая от плотности электронов пучка, его энергии и плотности газа, оказывается меньше, чем длина камеры. Существует критическое радиальное напряжение, при превышении которого происходит срыв объемного разряда, и calorиметрические измерения показывают, что при этом мощность не поглощается плазмой, то есть плазменно-пучковая неустойчивость не развивается. Вообще говоря, радиальное электрическое поле имеет некоторый диапазон значений для данных параметров пучка и длины установки, при которых объемный разряд устойчив.

Для проверки возможности увеличения радиального тока за счет напуска в систему буферного газа с высоким потенциалом ионизации, проводились модельные эксперименты в разряде на криптоне [95]. При мощности лучка 6 кВт плотности  $n_{Kr} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$  был зажжен устойчивый разряд при радиальном напряжении 130 В и радиальном токе 1,5 А. Напуск гелия, потенциал ионизации которого примерно в два раза превышает потенциал ионизации криптона, не приводил к срыву разряда. При увеличении плотности гелия до  $8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  радиальный ток увеличился в 3 раза, что находится в хорошем согласии с формулой (103). Измерения показали, что плотность гелия оставалась постоянной по радиусу, в то время как плотность криптона на периферии примерно на порядок превышала его плотность в центре. Таким образом, используя буферный газ, можно в принципе существенно улучшить характеристики разделения в скрещенных электрическом и магнитном полях за счет объемного характера тока. Наиболее важным оказывается то, что разряд в присутствии буферного газа остается устойчивым, а характер зависимости плотности гелия от радиуса указывает на то, что он не ионизуется. В силу того, что разделение теперь может происходить во всем объеме системы, а не только у торцов, все положения, касающиеся разделительных колон и противотока, применяемые для газовых центрифуг [91] могут быть применены к рассматриваемым системам.

### 4.3. Области использования плазменных центрифуг

Перед рассмотрением возможных применений данной системы, сравним характеристики разделения вращающейся плазмы с характеристиками разделения газовой центрифуги [91]. Коэффициент разделения в газовой центрифуге дается формулой:

$$\ln \alpha_g = \frac{(M_T - M_L) v_\phi^{(0)2}}{2T_g}, \quad (109)$$

где  $T_g$  — температура газа,  $v_\phi^{(0)}$  — максимальная линейная скорость вращения,  $M_T$  и  $M_L$  — массы тяжелого и легкого элементов соответственно. Мы видим, что коэффициент разделения в центрифуге зависит от  $\Delta M = M_T - M_L$ , а не от  $\frac{\Delta M}{M}$ , как во вращающейся плазме. Таким образом установка со скрещенными электрическим и магнитными полями будет более эффективна для легких элементов и изотопов. Коэффициент разделения для изотопов урана  $^{235}\text{U}$  и  $^{236}\text{U}$   $\alpha_g$  меньше, чем 1,1 [91]. Таким образом, для изотопов  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{22}\text{Ne}$  согласно формуле (109)  $\ln \alpha_g < 0,06$ . Сравнивая с результатами  $\ln \alpha = 0,3$ , полученными для вращающейся плазмы, находим, что число установок для полного разделения, которое пропорционально  $\ln \alpha$ , для вращающейся плазмы будет в пять раз меньше. Необходимо учитывать, что в газовой центрифуге в результате противотока может быть получено разделение вдоль оси системы [91]. В случае разделения на торцах системы в скрещенных электрическом и магнитном полях это невозможно, так как разделение происходит вблизи торцов, а не в объеме системы. Как теория, так и эксперимент показывают, что добавление буферного газа с высоким потенциалом ионизации приводит к переходу от пристеночного механизма разделения к объемному. Таким образом, при добавлении буферного газа с высоким потенциалом ионизации система со скрещенными электрическим и магнитными полями может использоваться в режиме противотока.

Несмотря на то, что установка с вращающейся плазмой работает при низких давлениях порядка  $10^{-4} \div 10^{-3}$  Тор, расход в ней сравним с расходом в газовой центрифуге, так как аксиальная скорость плазмы соответствует температуре порядка нескольких электровольт, что значительно выше, чем скорость газа в газовой центрифуге с температурой  $300^\circ \text{K}$ .

Основная область использования системы со скрещенными электрическим и магнитными полями — разделение элементов и изотопов. В настоящее время теория и эксперимент показали возможность использования такого устройства в качестве разделительной ячейки. В своем теперешнем виде оно может быть использовано для разделения благородных газов и их изотопов, таких как  $\text{Ar}^{36}\text{-Ar}^{40}$ ,  $\text{Ne}^{20}\text{-Ne}^{22}$  изотопов Хе и других с использованием и без использования буферного газа.



Несмотря на то, что эксперименты с молекулярными газами не проводились, можно ожидать, что систему можно будет применить для восстановления металлов из их окислов, фторидов и хлоридов. Общая особенность этих соединений та, что они содержат атомы металла с низким потенциалом ионизации порядка 4-6 эВ и атомы электроотрицательных газов, потенциал ионизации которых больше, чем 10 эВ. Например, молекулы  $TiCl_4$  в такой системе диссоциируют полностью. Соответствующий выбор рабочих параметров системы приводит к тому, что титан оказывается полностью ионизованным, в то время как атомы хлора остаются нейтральными. В этом случае атомы металлов будут двигаться в радиальном направлении и собираться на периферии системы, а нейтральные частицы электроотрицательного газа будут равномерно распределены по всему объему установки. Таким образом, данная система может работать как плаздохимический реактор, в котором металл собирается на охлаждаемой внешней стенке, а нейтральный хлор откачивается через центр. Атомы электроотрицательного газа могут выполнять роль буферного газа, который обеспечивает разделение во всем объеме системы. Энергетическая цена частицы складывается из энергии диссоциации (которая для  $TiCl_4$  составляет 18 эВ), энергии ионизации атомов металла и энергии, необходимой для переноса ионов металла вдоль радиуса системы (20÷30 эВ). Энергия, необходимая для создания магнитного поля в пересчете на частицу составляет величину того же порядка. Таким образом, общая стоимость одного атома металла будет около 200 эВ. Несмотря на довольно большие затраты энергии, система такого типа может представлять интерес для технологии, так как в ней происходит как диссоциация молекулярного газа, так и пространственное разделение продуктов химической реакции.

В ней можно также проводить разделение Zr и Hf из смеси  $ZrCl_4$  и  $HfCl_4$ . В этом случае Zr и Hf будут собираться на различных радиусах системы. Заметим, что поведение Zr и Hf в химических реакциях практически одинаково, поэтому их довольно трудно разделить обычными химическими методами. Благодаря большой разнице в массах, рассматриваемые элементы могут быть эффективно разделены во вращающейся плазме.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, были рассмотрены два типа систем с плазменно-пучковым разрядом. Первый, с ленточным или трубчатым пучком может быть использован как плаздохимический реактор для различных процессов, основная цель второй системы — разделение элементов и изотопов.

Возможность изменения степени ионизации, давления и расхода газа, а также простота увеличения вводимой мощности,

позволяет использовать системы первого типа для различных процессов, таких как окисление азота воздуха, восстановление металлов из окислов, хлоридов и фторидов, сухое травление и другие.

Как эксперимент, так и теория показывают эффективность плазменно-пучкового разряда, хотя для изучения технологических аспектов задачи необходимо провести эксперименты с введением мощности более 100 кВт. С научной точки зрения плазменно-пучковый разряд, позволяющий управлять функцией распределения электронов, открывает широкие возможности выбора различных каналов реакции и изучения различных механизмов химических реакций.

Плазменно-пучковый разряд в скрещенных электрическом магнитном полях может быть использован для разделения элементов и изотопов, так как в данном случае он работает как плазменная центрифуга. Эксперименты со смесями благородных газов, а также с изотопами неона показали достаточно высокую эффективность разделения в «пристеночном» режиме.

Эксперименты с буферным газом показывают возможность объемного разделения, что важно для использования вращающейся плазмы в качестве разделительной колонны. Несмотря на низкие давления, расход в плазменной центрифуге оказывается больше, чем расход в газовой центрифуге. Плазменно-пучковый разряд в скрещенных электрическом и магнитном полях благодаря высокой температуре электронов может быть также использован как плазмохимический реактор. В этом смысле важно провести эксперименты с хлоридами, фторидами и окислами металлов во вращающейся плазме. Для дальнейшего усовершенствования описанных систем обоих типов необходимо увеличить рабочие давления и оптимизировать параметры электронных пучков.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. «Плазмохимические реакции и процессы». Под ред. Л. С. Полака. М., Наука, 1977
2. *Sayce I. G.* Plasma processes in extractive metallurgy and refining. The Institution of Mining and Metallurgy. London, October 1971, paper 27, 15
3. *Amouroux J., Pineauw S. N., Rapakoulias D.* Equilibrium C—H—N mixture in plasma reactor. «Ann. Chim.», 1976, 1, 227—229
4. *Amouroux J., Rapakoulias D.* Theoretical and experimental study about CH<sub>4</sub>—N<sub>2</sub> system in glow discharge chemical reactor. «Ann. Chim.», 1977, 2, 257
5. *Sayce I. G.* «Pure Appl. Chem.», 1976, 48, 215
6. *MacRae D. R., Gold R. G., Sandall W. R., Tomson C. D., Cheplick P. G.* «Method of Reducing Ores», U. S. Patent № 4, 002, 466 January 11, 1977
7. *Wilks P. H.* The current state and future direction of industrial plasma chemistry. In «Plasma chemistry and transport phenomena in thermal plasmas». Bell, A., Bonet C. (Ed.) Pergamon Press, 1976
8. *MacRae D. R. et al.* The Electrochemical Society Spring Meeting. Toronto, Ontario, May 1975

9. *Shanin M. M.* Electrical discharges of plasmas. In «Reactions under Plasma Conditions» ed. Venugopalan, Vol. 1, New York, Wiley Interscience, 1971
10. *Czernichowski A., Bajorek R., Parosa R., Reszke E.* On experimental study of synthesis of nitrid oxides in microwave plasma. 3eme Symp. Int. de Chemie des Plasmas. Limoges, 13—19 juillet, 1977, t. 1. G. 1. 6
11. *Amouroux J., Cavadias S.* Thermodynamic study of nitrous oxydes synthesis in plasma reactor. «Ann. Chim.», 1977, 2, 269
12. *Flamm D., Wydeven T.* «Env. Sci. Tech.», 1977, 11, 514
13. *Abe H., Sonobe Y., Enomoto I.* «Japan J. Appl. Phys.», 1973, 12, 154
14. *Hosokawa H., Matsuura R., Asamaki T.* «Japan J. Appl. Phys. Suppl.», 1974, 2 (1), 435
15. *Carchano H.* Gas-discharge polymerization. «J. Chem. Phys.», 1974, 61 (9), 3634
16. *Saucher D., Carchano M., Bui A.* Electrical properties of metal-polymer (polyesterone) silicon devices. «J. Appl. Phys.», 1974, 45 (3), 1233
17. *Veprek S.* Heterogeneous reactions in non-isothermal low pressure plasmas. In «Plasma Chemistry and Transport Phenomena in Thermal Plasmas». Bell A., Bonet C. (ed.) Pergamon Press, 1976, 163
18. *Вурзель Ф. Б., Полак Л. С.* Химические процессы в плазме и плазменной струе. В кн. «Кинетика и термодинамика химических реакций в низкотемпературной плазме», М., Изд-во Мир, 1965, 238—253
19. *Файнберг Я. Б.* Взаимодействие пучков заряженных частиц с плазмой. «Атомная энергия», 1961, 11, № 4, 313—336
20. *Alexeff J., Jones W. D., Neidigh R. V., Peed W. F., Stirling W. L.* Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion, Culham CN-21/102, 1965
21. *Brambilla M.* Self-consistent field and power absorption from electron cyclotron resonance in a high frequency plasma accelerator.— «Plasma Physics», 1968, 10, № 4, 359—367
22. *Шафранов В. Д.* Электромгнитные волны в плазме. В кн. «Вопросы теории плазмы». Под ред. М. А. Леонтовича. Вып. 3, М., Госатомиздат, 1963, 3—138
23. *Франк-Каменецкий Д. А.* Лекции по физике плазмы. М., Атомиздат, 1964
24. *Вдовин В. Л., Зиновьев О. А., Иванов А. А., Козоровицкий Л. Л., Парил В. В., Рахимбабаев Я. Р., Русанов В. Д.* Возбуждение магнитно-звукового резонанса в плазме установки Токамак. «Письма в ЖЭТФ», 1971, 14, 228—231
25. *Веденов А. А., Велихов Е. П., Сагдеев Р. З.* Нелинейные колебания разреженной плазмы (1). «Ядерный синтез», 1961, 1, вып. 2, 82—101
26. *Веденов А. А., Велихов Е. П., Сагдеев Р. З.* Квазилинейная теория колебаний плазмы. «Ядерный синтез», Приложение, 1962, ч. 2, 465—476
27. *Романов Ю. А., Филиппов Г. Ф.* Взаимодействие потоков быстрых электронов с продольными плазменными волнами. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1961, 40, вып. 1, 123—132
28. *Drummond W. E., Pines D.* Non-linear stability of plasma oscillations. «Nuclear Fusion. Supplement», 1962, p. 3, 1049—1057
29. *Иванов А. А., Рудаков Л. И.* Динамика квазилинейной релаксации бесстолкновительной плазмы. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1966, 51, 1522—1534
30. *Иванов А. А.* «Физика сильнонеравновесной плазмы». М., Атомиздат, 1977
31. *Иванов А. А., Соболева Т. К., Юшманов П. Н.* Трехмерная квазилинейная релаксация. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1975, 69, № 6, 2023—2041
32. *Файнберг Я. Б., Шапиро В. Д.* Квазилинейная теория возбуждения колебаний при инжекции электронного пучка в плазменное пространство. В кн. «Взаимодействие пучков заряженных частиц с плазмой». Киев, Изд-во АН УССР, 1965, 69—92
33. *Галеев А. А., Сагдеев Р. З.* Нелинейная теория плазмы. В сб. «Вопросы теории плазмы». Под ред. М. А. Леонтовича. М., Атомиздат, 1973, вып. 7, 3—142

33. Ведынов А. А., Рудаков Л. И. О взаимодействии воли в сплошных средах. «Докл. АН СССР», 1964, 159, № 4, 767—770
34. Захаров В. Е. Коллапс ленгмюровских волн. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1972, 62, № 5, 1745—1759
35. Альтеркоп Б. А., Волокитин А. С., Тараканов В. М. Динамика сильной ленгмюровской турбулентности в поле постоянной накачки. «Физика плазмы», 1977, 3, вып. 1, 59—65
36. Галеев А. А., Сагдеев Р. З., Шапиро В. Д., Шевченко В. И. Ленгмюровская турбулентность и диссипация высокочастотной энергии. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1977, 73, № 4, 1352—1369
37. Альтеркоп Б. А., Волокитин А. С., Тараканов В. М. Динамика сильной ленгмюровской турбулентности в поле постоянной накачки. «Физика плазмы», 1977, 3, вып. 1, 59—65
38. Красносельский В. В., Сотников В. И. Коллапс ленгмюровских волн в магнитном поле. «Физика плазмы», 1977, 3, 4, 872
39. Иванов А. А., Соболева Т. К. Неравновесная плазмохимия. М., Атомиздат, 1978
40. Nighan W. L., Wiegand W. J. «Phys. Rev.», 1974, 10, 922
41. Иванов А. А., Лейман В. П. Электронные пучки в плазмохимии. В сб. «Химия плазмы». Под ред. Б. М. Смирнова, М., Атомиздат, 1978, 5, 176—222
42. Pierce I. R. Theory and Design of Electron Beams. Sec. Ed. Toronto—New York—London. D. van Nostrand Company, Inc. 1954
43. Ivey M. F. «Advances in Electronics and Electron Physics», 1957, 6, 137
44. Чернов З. С. «Радиотехника и электроника», 1958, 3 (10), 1227
45. Алямовский И. В. Электронные пушки и электронные пучки. М., «Советское радио», 1966
46. Левитский С. М., Шашурин И. П. Пространственное развитие пучково-плазменной неустойчивости. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1967, 52, (2), 350—356
47. Закатов Л. П., Плахов А. Г. Торможение мощного электронного пучка в плотной плазме. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 1971, 60, (2), 588—593
48. Plachov A. G., Ruykov D. D., Shapkin V. V. Investigation of the Mechanism of Beam Heating of a Plasma in a Magnetic Mirror Trap. In. Proc. 3d Conf. on «Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research». Vienna, IAEA, 1968, v. 2, 709—722
49. Vabarrickij A. I., Klagge S., Maaß M. Sondenmessungen an der Strahl-Plasma-Anlage «Miniplast». — «Beitr. Plasmaphys.», 1981, 21. To be publ.
50. Иванов А. А., Соболева Т. К., Юшманов П. Н. Перспективы использования плазменно-пучкового разряда в плазмохимии. «Физика плазмы», 1977, 3, (1), 152—163
51. Смирнов Б. М. Физика слабоионизованного газа. М., «Наука», 1972
52. Иванов А. А., Крашенинников С. И., Соболева Т. К., Старых В. В. Теория плазмохимического реактора на основе стационарного плазменно-пучкового разряда. Препринт ИАЭ—3244/6, 1980
53. Трубников Б. А. Столкновения частиц в полностью ионизованной плазме. В кн. «Вопросы теории плазмы». Под ред. М. А. Леонтовича. Вып. 1, М., Госатомиздат, 1963, 98—183
54. Rich J. W. Kinetic Modeling of the High-Power Carbon Monoxide Laser. «J. Appl. Phys.», 1971, 42, № 7, 2719—2730
55. «Теоретическая и прикладная плазмохимия». Под ред. Л. С. Полака. М., «Наука», 1975
56. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Ступоченко Е. В., Шелепин Л. А. Колебательная релаксация в газах и молекулярные лазеры, «УФН», 1972, 108 (4), 655
57. Полак Л. С., Сергеев П. А., Словецкий Д. И. Расчет стационарного состояния  $X^+\Sigma^+$  молекулы  $N_2$  по колебательным уровням в тлеющем разряде. «Химия высоких энергий», 1973, 7 (5), 387
58. Herzfeld K. Litovitz. Absorption and Dispersion of Ultrasonic Waves. N. Y. Acad. Press., 1959, Chap. VII

59. Treanor C. E., Rich J. W., Rehm R. G. «J. Chem. Phys.», 1968, 48, 1728
60. Capitelli M., Dilonardo M., Molinari E. «Chem. Phys.», 1977, 20, 417
61. Capitelli M., Dilonardo M. «Chem. Phys.», 1978, 30, 95
62. Capitelli M., Dilonardo M. «Chem. Phys.», 1977, 24, 417
63. Pfau S., Winkler R. Zur mikrophysikalischen Beschreibung des schwachionisierten Stickstoffmolekülplasmas der positiven Säule von Glimmentladungen. «Beitr. Plas.», 1978, 18 (2), 113
64. Michel P., Winkler R. Geschwindigkeitsverteilungsfunktion und makroskopische Bilanzkoeffizienten der elektronen im molekularen Wasserdampfplasma. «Beitr. Plas.», 1976, 16 (4), 233
65. Michel P., Pfau S., Rutscher A., Winkler R. Dissociation and ionization balance in the weakly ionized hydrogen column plasma based on the diffusion theory. «Beitr. Plas.», 1980, 20 (2), 97
66. Иванов А. А., Крашенинников С. И., Старых В. В. Влияние процессов девольтирования на кинетику электронов в плазменно-пучковом разряде. «Beitr. Plas.», 1979, 19 (5—6), 355—375
67. Бандзе К. В., Вецко В. М., Жданок С. А., Напартович А. П., Старостин А. П. Аномальный нагрев азота в разряде. «Физика плазмы», 1979, 5 (4), 923—928
68. Елецкий А. В., Старостин А. П. Тепловая неустойчивость неравновесного состояния молекулярного газа. «Физика плазмы», 1975, 1 (4), 684—690
69. Елецкий А. В., Старостин А. П. Сжатие разряда в молекулярных газах. «Физика плазмы», 2 (5), 838—842
70. Иванов А. А., Никифоров В. А. Применение плазменно-пучкового разряда в плазмохимии. В сб. «Химия плазмы». Под ред. Б. М. Смирнова. Т. 5, Атомиздат, 1978, 148—176
71. Атаманов В. М., Жужунашвили А. И., Крашенинников С. И., Левадный Г. Б., Наседкин Ю. Ф., Никифоров В. А., Соболева Т. К., Тимченко Н. Н., Черкасова Е. К. Экспериментальное исследование пучково-плазменного разряда с целью проведения плазмохимических реакций. «Физика плазмы», 1979, 5 (1), 204—210
72. Атаманов В. М., Жужунашвили А. И., Левадный Г. Б., Наседкин Ю. Ф., Никифоров В. А., Тимченко Н. Н. Исследование реакции диссоциации  $\text{CO}_2$  в неравновесной плазме стационарного плазменно-пучкового разряда. «Физика плазмы», 1979, 5 (3), 663—669
73. Волчек В. И., Комаров В. Н., Курьянов С. Е. Масс-спектрометрическое определение концентрации атомарного кислорода в плазме тлеющего разряда в  $\text{O}$ ,  $\text{CO}$  и  $\text{CO}_2$ . «Физика плазмы», 1978, 4 (4), 861—865
74. Атаманов В. М., Жужунашвили А. И., Левадный Г. Б., Наседкин Ю. Ф., Никифоров В. А., Тимченко Н. Н. Восстановление металлов в плазме стационарного пучково-плазменного разряда. «Ж. техн. физ.», 1979, 49, № 11, 2311—2319
75. «Плазмохимические реакции и процессы». Под ред. Л. С. Полака. М., «Наука», 1977, 309
76. Alekseev A. M., Atamanov V. M., Erastov E. M., Ivanov A. A., Krasheninikov S. I., Levadni G. B., Nasedkin Yu. F., Nikiforov V. A., Pustovoi Yu. M., Shapkin V. V., Soboleva T. K., Tsvetkov E. P. Investigation of dissociation and synthesis in plasma chemical reactors based on plasma-beam discharge. 4th Int. Symp. on Plasma Chemistry. Zurich, August, 1979, 427—432
77. Русанов В. Д., Фридман А. А., Шолц Г. В. Синтез окислов азота в неравновесных химических системах. В сб. «Химия плазмы». Под ред. Б. М. Смирнова. Т. 5, Атомиздат, 1978, 222—241
78. Безмельницын В. Н., Синянский В. Ф., Чайванов Б. Б. Химия атомарного фтора. В сб. «Химия плазмы». Под ред. Б. М. Смирнова. 1979, вып. 6, 89—119
79. Бабарцкий А. И., Иванов А. А., Северный В. В., Шапкин В. В. Пучково-плазменный разряд в скрещенных электрическом и магнитном полях. «ДАН СССР», 1977, 237, (1), 68—70

80. Сагдеев Р. З., Шапиро В. Д., Шевченко В. И. Конвективные ячейки и аномальная диффузия плазмы. «Физика плазмы», 1978, 4 (3), 551—559
81. Кочурко А. С., Соболева Т. К. Распределение плотности электронов по радиусу в цилиндрическом столбе плазмы, помещенной в скрещенные электрическое и магнитное поля. «Физика плазмы», 1980, 6 (5), 1133—1138
82. Bonnevier B. Experimental evidence of element and isotope separation in a rotating plasma. «Plasma Physics», 1971, 13, 763—774
83. Иванов А. А. Физика химически активной плазмы. «Физика плазмы», 1975, 1 (1), 147—159
84. Иванов А. А., Лейман В. Г. Об одном возможном механизме разделения элементов и изотопов в плазме. «Физика плазмы», 1978, 4 (3), 668—673
85. Lehnert V. Rotating plasmas. «Nuclear Fusion», 1971, 11, 485—533
86. Иванов А. А., Тимченко Н. Н., Хрипунов Б. И., Шапкин В. В. О влиянии атомов с высоким потенциалом ионизации на разряд в скрещенных E и H полях. «Ж. тех. физ.», 1980, 50 (11), 2295—2300
87. James V. W., Simpson S. W. Isotopic separation in a rotating plasma. «Phys. Lett.», 1974, 46A, № 5, 347—348
88. Cairns J. S. Uranium Isotope Separation International Conference, 5—7 March, London, 1975
89. Белорусов А. В., Карчевский А. И., Муромкин Ю. А., Поганин Е. П., Устинов А. Л., Бабичев А. П. Экспериментальное исследование разделения газовых смесей и изотопов в импульсной плазменной центрифуге. «Физика плазмы», 1979, 5, № 6, 1239—1279
90. Белорусов А. В., Горбунова Е. Ф., Карчевский А. И., Муромкин Ю. А., Устинов Л. Л. Разделение изотопов гелия и неона во вращающейся водородной плазме. «Письма в ЖТФ», 1980, 6, № 6, 358—361
91. Бенедикт М., Пикфорд Т. Химическая технология ядерных материалов. М., 1960. Изд-во Главного управления по использованию атомной энергии при Совете Министров СССР
92. Nathrath N. The plasma centrifuge III: measurements on rotating uranium plasmas. XIIIth IGPIG 0810. Berlin, 1977, 697
93. Бабарицкий А. И., Жужунашвили А. И., Иванов А. А., Северный В. В., Черкасова Е. К., Шапкин В. В. Экспериментальное исследование пучково-плазменного разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях. «Физика плазмы», 1978, 4 (4), 184—850
94. Гадеев К. К., Иванов А. А., Северный В. В., Шапкин В. В. Экспериментальное исследование некоторых характеристик пучково-плазменного разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях. «Физика плазмы», 1979, 5 (5), 1029—1034
95. Gadeev K. K., Ivanov A. A., Severny V. V., Shapkin V. V. Stationary beam-plasma discharge in crossed electric and magnetic field as the device for separation of plasma chemistry reaction products. 4-th Int. Symp. on Plasma Chemistry. Zürich, August 1979, 681—686
96. Гадеев К. К., Ерастов Е. М., Иванов А. А., Муксунов А. М., Никифоров В. А., Северный В. В., Хрипунов Б. И., Шапкин В. В. Образование объемного пучково-плазменного разряда в скрещенных полях. «Докл. АН СССР», 1981, М., 256, № 4, 834—837

# НЕОКЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА В ТОРОИДАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ЛОВУШКАХ

*Л. М. Коврижных*

## ОГЛАВЛЕНИЕ

1. Введение . . . . .	239
2. Краткая история вопроса . . . . .	241
3. Постановка задачи и исходные уравнения . . . . .	244
3.1. Дрейфовое кинетическое уравнение . . . . .	244
3.2. Интеграл столкновений . . . . .	247
4. Расчет коэффициентов переноса в аксиально-симметричных магнитных ловушках . . . . .	249
4.1. Процессы переноса в слабых полоидальных полях . . . . .	260
4.1.1. Малые частоты соударений («баиановая» область) . . . . .	263
4.1.2. Средние частоты соударений (область «плато») . . . . .	265
4.2. Процессы переноса в системах с очень малыми полоидальными полями . . . . .	266
4.3. Процессы переноса в сильных полоидальных полях . . . . .	268
4.3.1. Малые частоты соударений . . . . .	268
4.3.2. Средние частоты соударений . . . . .	269
5. Уравнения баланса частиц и энергии (сводка окончательных результатов) . . . . .	271
5.1. Малые частоты столкновений . . . . .	272
5.2. Средние частоты столкновений . . . . .	275
6. Заключение . . . . .	278

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Основы теории процессов переноса были заложены великим Больцманом более ста лет назад, и с тех пор немало блестящих умов занимались этой проблемой. Был написан ряд монографий и учебных пособий, некоторые из которых стали классическими (см. например, [1]). Кажалось, что математический аппарат теории уже хорошо разработан, а физика явлений переноса достаточно ясна и не может содержать никаких «сюрпризов». Тем не менее работы последних десяти—пятнадцати лет показали, что процессы переноса в плазме поперек сильного магнитного поля таят в себе еще много неожиданного: оказалось, что скорость диффузии и теплопроводности зависит не только от величины поля, но и от его пространственной структуры (симметрии, величины и характера неоднородности), про-

дольная проводимость также может зависеть от конфигурации магнитного поля.

Эти работы заложили основы новой теории процессов переноса, учитывающей пространственную неоднородность магнитного поля. И чтобы подчеркнуть ее новые элементы, с одной стороны, и связь и преемственность с теорией, разработанной ранее, с другой, было предложено назвать ее неоклассической теорией процессов переноса.

Несмотря на то, что разработку неоклассической теории нельзя считать полностью завершенной (хотя бы потому, что численные значения коэффициентов переноса зависят от конкретной геометрии магнитного поля), она уже предсказала целый ряд новых интересных явлений, таких как, например, уменьшение продольной проводимости и увеличение скорости «пинч-эффекта» при наличии запертых частиц, возникновение дополнительного продольного тока (*bootstrap current*) в тороидальных системах с отличным от нуля углом вращательного преобразования и ряд других.

Что же касается вопроса об экспериментальной проверке неоклассической теории, то он пока остается открытым как в силу недостаточности экспериментальных данных, так и в результате трудностей, возникающих при их интерпретации. На основании имеющегося экспериментального материала в настоящее время можно утверждать лишь, что теплопроводность ионов с точностью до численного фактора порядка 2—5 совпадает с предсказанием теории, тогда как потери по электронному каналу примерно на порядок величины превышают те, которые следуют из теории. Следует, однако, заметить, что в реальных условиях оказалось невозможным получить совершенно спокойную плазму — в ней всегда существуют довольно интенсивные колебания того или иного типа. Эти колебания могут приводить в результате какого-либо механизма к дополнительным потерям частиц и тепла. Одним из таких механизмов, привлекающим к себе внимание в последнее время, является стохастизация и диффузия магнитных силовых линий, возникающая в результате развития плазменных неустойчивостей. Неоклассическая же теория описывает процессы переноса в «спокойной плазме», когда определяющую роль играют не коллективные взаимодействия, а парные столкновения, и, таким образом, указывает лишь на минимально возможные скорости диффузии и теплопроводности.

Поскольку число работ, посвященных разработке различных аспектов неоклассической теории, весьма велико, причем разные авторы используют различные приближения, методы и обозначения, то для широкого круга физиков, интересующихся данной проблемой, но не занимавшихся ею детально, использование полученных результатов представляет определенные трудности. Поэтому нам казалось полезным на основе уже опубликованных



работ последовательно изложить физические идеи, лежащие в основе теории, описать используемые в ней математические методы, привести классификацию различных предельных случаев и, наконец, дать сводку окончательных формул вместе с входящими в них численными коэффициентами, которые можно было бы использовать при анализе экспериментальных данных.

Вначале целью настоящей работы было изложение современного состояния неоклассической теории процессов переноса в магнитных ловушках различного типа. Однако по мере подготовки статьи стало ясно, что даже краткое (но достаточно последовательное и понятное) изложение неоклассической теории переноса уже только для тороидальных систем (токамак, стелларатор, гофрированный тор) потребовало бы по крайней мере удвоить ее объем. Поэтому мы вынуждены были ограничиться относительно простым и наиболее подробно изученным случаем аксиально-симметричных систем и полностью опустить весьма важный и интересный вопрос о процессах переноса в аксиально-несимметричных ловушках. В настоящее время на эту тему готовится обзор, который, мы надеемся, уже будет опубликован к моменту выхода сборника и, таким образом, частично компенсирует имеющийся пробел (см. впрочем, [38—39]).

В силу ограниченности объема и недостаточной завершенности теории мы не будем касаться также работ, появившихся в последнее время и обобщающих неоклассическую теорию на случай аксиально-несимметричных открытых ловушек [2]. По этим же причинам мы не в состоянии изложить здесь теорию переноса в турбулентной плазме, а также в ловушках с разрушенными магнитными поверхностями. Более или менее подробное освещение этих вопросов читатель может найти в оригинальных работах [2], [3] и обзорах [4], [5]. Наконец, мы не сочли необходимым включить в настоящую работу результаты, полученные в гидродинамическом приближении и справедливые лишь в случае достаточно высоких плотностей и низких температур плазмы. Интересующихся этой областью параметров мы отсылаем к последним работам [6-10], содержащим изложение вопроса и соответствующую литературу.

В заключение мы считаем своим долгом принести извинения всем тем, кто вложил свой труд в разработку излагаемых ниже вопросов, но не упомянут в настоящей работе.

## 2. КРАТКАЯ ИСТОРИЯ ВОПРОСА

Хотя плазма как физический объект известна уже много десятилетий, истинное рождение и становление физики плазмы как новой области науки произошло за последние четверть века. И одной из основных, если не самой главной, причиной послужили поиски возможности осуществления управляемого термоядерного синтеза (УТС). А поскольку одним из крае-

угольных камней УТС была идея магнитной термоизоляции, то естественно, что явления переноса в сильно замагниченной плазме стали предметом пристального внимания физиков-теоретиков, занимающихся этой проблемой.

И уже в 1951 году в работе Тамма [11] был поставлен вопрос, не может ли скорость диффузии (теплопроводности) в тороидальной магнитной ловушке превышать ее значение в однородном магнитном поле, т. е. не могут ли процессы переноса зависеть не только от величины, но и от геометрии магнитного поля. Однако окончательного ответа на поставленный вопрос получено не было. В то же время Будкер [12] обратил внимание на так называемое явление перемешивания, вызываемое пространственной неоднородностью магнитного поля, и указал, что оно может приводить к значительному увеличению коэффициентов переноса поперек магнитного поля.

Как это ни кажется сейчас странным, но эти работы не привлекли к себе тогда особого внимания. И только спустя несколько лет появились первые работы, посвященные более или менее строгому количественному анализу процессов диффузии и теплопроводности в тороидальных магнитных полях.

Так лишь в 1962 году Пфирш и Шлютер [13] в рамках гидродинамики при некоторых упрощающих предположениях получили коэффициент диффузии для аксиально-симметричных тороидальных систем, а еще через три года в 1965 году Шафрановым [14] был найден коэффициент теплопроводности.

Однако для проблемы УТС наибольший интерес представляет случай не плотной, относительно низкотемпературной плазмы, а наоборот, достаточно горячей и редкой плазмы, когда частоты столкновений меньше или порядка характерных частот дрейфового движения частиц и, следовательно, когда гидродинамическое приближение становится неприменимым. Таким образом, построение кинетической теории процессов переноса в магнитных ловушках являлось одной из первоочередных задач для проблемы УТС.

И тем не менее потребовалось еще несколько лет, чтобы к этой важной и интересной проблеме пробудился настоящий интерес теоретиков. Толчком к этому послужили пионерская работа Галеева и Сагдеева [15], опубликованная в 1967 году (см. также [16]), и работа Коврижных [17] (1969 г.), в которых были заложены основы количественной теории процессов переноса в сильно замагниченной плазме, удерживаемой в магнитных ловушках различного типа. В работе [15] был приведен расчет коэффициентов диффузии и теплопроводности для аксиально-симметричных систем, в [16] для некоторых предельных случаев найдены значения этих коэффициентов для стеллятора, а в работе [17] в предположении, что частота соударений не зависит от энергии, получены выражения для потоков частиц и энергии в магнитных ловушках различного типа (то-

камак, левитрон, стелларатор, гофрированный тор) для случая как полностью, так и частично ионизованной плазмы.

С этого момента неоклассическая теория процессов переноса оказалась, наконец, в центре внимания, и работы на эту тему стали появляться одна за другой; в настоящее время количество публикаций, посвященных этому вопросу, перевалило за сотню.

В некоторых из этих работ были рассмотрены новые эффекты, характерные именно для неоклассической теории, другие были посвящены усовершенствованию математического аппарата и более строгому расчету различных коэффициентов и, наконец, третьи — обобщению результатов на более широкую область параметров и более сложную геометрию магнитного поля.

Так, Хинтон и Оберман [18] (1969 г.) обнаружили уменьшение продольной проводимости, вызванное наличием запертых частиц, а Уайр [19] (1970 г.) и независимо Галеев [20] (1970 г.) указали на возможность нового типа «линч-эффекта», также связанного с существованием запертых частиц; количественная теория этого эффекта приведена в работе Коврижных, Резерфорда, Розенблюта и Хинтона [21] (1970 г.). Также Галеевым [20] и независимо Бикертоном, Коннором и Тейлором [22] (1971 г.) было показано, что диффузия в токамаках приводит к появлению дополнительного продольного тока. В соответствии с результатами, полученными в работе [17], Резерфорд [23] (1970 г.) независимо также пришел к выводу о том, что в аксиально-симметричных системах в наименьшем по ларморовскому радиусу приближении диффузионные потоки электронов и ионов автоматически равны друг другу и не зависят от амбиполярного поля; в этой же работе им был предложен вариационный метод, позволяющий в ряде случаев более точно находить коэффициенты переноса.

Вопрос об определении амбиполярного электрического поля, возникающего в процессе диффузии, и влиянии его на процессы переноса был рассмотрен в работах Коврижных [24] (1971 г.) и Розенблюта, Резерфорда, Тейлора, Фримена и Коврижных [25] (1971 г.). Влияние на процессы переноса частиц, запертых в электрическом поле (возникающих из-за неэквипотенциальности магнитных поверхностей), было рассмотрено в работе Коврижных [26] (1970 г.); там же дан детальный качественный анализ процессов переноса.

Весьма интересное замечание было высказано Стрингером [27] (1969 г.), который указал на возможность резонансного увеличения коэффициентов переноса при совпадении частоты вращения плазмы с одной из ее собственных частот. Однако более аккуратные расчеты [28, 29, 6] показали, что величина амбиполярного электрического поля такова, что указанный резонанс не имеет места (см. впрочем [9, 10], где утверждается, что существует все же область параметров, где этот резонанс возможен).

В работе Фримена [30] (1970 г.) сделана попытка обобщения полученных ранее результатов на случай произвольных аксиально-несимметричных систем. Используя предложенный Резерфордом [23] вариационный метод, Розенблют, Хазелтайн и Хинтон [31] (1972 г.) провели последовательные и аккуратные расчеты всех коэффициентов переноса для токамака круглого сечения в режиме редких столкновений. В этой работе получены, по-видимому, наиболее точные значения коэффициентов переноса для рассмотренной области параметров. Глассер и Томсон [32] (1973 г.), а затем Бернштейн [33] (1974 г.) обобщили полученные результаты на токамак с некруглым сечением типа «дублет» и более широкую область частот столкновений. Наконец, следует отметить работу Коннора [34] (1973 г.), посвященную рассмотрению влияния примесей на процессы переноса в токамаке (позже этот вопрос рассматривался также рядом других авторов [8, 10, 35, 36]).

Завершая этот краткий исторический очерк, целью которого было описание хронологической последовательности развития теории, а отнюдь не критический обзор полученных результатов, хочется подчеркнуть, что упомянутый выше перечень публикаций далеко не исчерпывает всех работ по неоклассической теории, разработка которой продолжается и по настоящий день. Этой важной и интересной теме уже посвящено несколько обзоров [5], [37], [38], [39] и вскоре, наверное, появятся новые, содержащие более широкую информацию. Особенно это касается аксиально-несимметричных систем (включая открытые ловушки), интерес к которым непрерывно возрастает и для которых остается еще много нерешенных вопросов.

Заметим, что в обзоре [39] таблицы 1 и 2, содержащие значения численных коэффициентов, полученные различными авторами, содержат некоторые неточности, в чем можно убедиться, сравнивая результаты работ [20] и [26] с данными, приведенными в указанных таблицах.

Выше мы упомянули лишь тех авторов, вклад которых, как нам казалось, был в какой-то мере определяющим для развития неоклассической теории. Мы сожалеем, если по оплошности или из-за недостатка информации какие-либо работы оказались несправедливо оцененными либо выпали из нашего поля зрения и вообще не были упомянуты.

### 3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

#### 3.1. Дрейфовое кинетическое уравнение

Будем исходить при построении теории из кинетического уравнения для частиц  $j$ -го сорта.

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e_j}{m_j} \left\{ \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{vB}] \right\} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \mathbf{v}} = St_j, \quad (1)$$

где  $e_j$  — заряд,  $m_j$  — масса,  $c$  — скорость света,  $f_j(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$  — функция распределения частиц  $j$ -го сорта,  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  — вектора электрического и магнитного поля,  $St_j = \sum_k St_{jk}$ , а  $St_{jk}$  —

интеграл парных столкновений, учитывающий столкновения частиц  $j$ -го сорта с частицами  $k$ -го сорта (в случае двухкомпонентной плазмы  $j, k = e, i_0$ ). Поскольку в дальнейшем мы будем интересоваться случаем сильно замагниченной плазмы, когда ларморовская частота  $\omega_j = \frac{e_j B}{m_j c}$  является самой большой из всех характерных частот и, соответственно, ларморовский радиус  $\rho_j = \frac{v_j}{\omega_j}$  ( $v_j = [T_j/m_j]^{1/2}$ ) — самый малый из всех характерных длин, то естественно в уравнении (1) перейти от переменных  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{v}$  к так называемым дрейфовым переменным, таким, чтобы уравнения характеристик (1) совпадали с дрейфовыми уравнениями движения частиц (см. например [40]). Для этого, следуя работе [41], перейдем в пространстве скоростей вначале к переменным  $u, w, \alpha$ , связанным между собой следующим образом:

$$\mathbf{v} = u\boldsymbol{\tau}_0 + w(\boldsymbol{\tau}_1 \cos \alpha + \boldsymbol{\tau}_2 \sin \alpha), \quad (2)$$

где  $\mathbf{u} = (\mathbf{v} \cdot \boldsymbol{\tau}_0)$ ,  $w = \sqrt{v^2 - u^2}$ ,  $\boldsymbol{\tau}_0 = \frac{\mathbf{B}}{B}$ ,  $\boldsymbol{\tau}_1, \boldsymbol{\tau}_2$  — тройка взаимно ортогональных единичных векторов. Далее, от переменных  $\mathbf{r}, u, w, \alpha$  перейдем к дрейфовым переменным  $\bar{u}, \bar{w}, \bar{\alpha}$ , уравнения движения в которых не содержат быстрой угловой переменной  $\bar{\alpha}$ , а затем от переменных  $\bar{u}$  и  $\bar{w}$  к энергии (на единицу массы)

$$\varepsilon = \frac{\bar{u}^2 + \bar{w}^2}{2} + \frac{e_j}{m_j} \Phi, \quad (3)$$

где  $\Phi(\bar{\mathbf{r}})$  — электростатический потенциал, учитывающий потенциальную часть электрического поля  $\mathbf{E}^a = -\nabla\Phi$ , и адиабатическому инварианту

$$\mu = \frac{\bar{w}^2}{B}. \quad (4)$$

Тогда вместо (1) получаем следующее уравнение

$$\frac{\partial F_j}{\partial t} + (\boldsymbol{\tau}_0 \bar{u} + \mathbf{V}) \frac{\partial F_j}{\partial \bar{\mathbf{r}}} + \frac{d\varepsilon}{dt} \frac{\partial F_j}{\partial \varepsilon} - \omega_j \frac{\partial F_j}{\partial \bar{\alpha}} = St_j, \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \mathbf{V} &= -\frac{\bar{u}^2}{\omega_j} \boldsymbol{\tau}_0 (\boldsymbol{\tau}_0 \operatorname{rot} \boldsymbol{\tau}_0) + \frac{\bar{u}}{\omega_j} \operatorname{rot} (\boldsymbol{\tau}_0 \bar{u}), \\ \frac{d\varepsilon}{dt} &= \frac{e_j}{m_j} \left[ (\boldsymbol{\tau}_0 \bar{u} + \mathbf{V}) \mathbf{E}^t - \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right], \\ \bar{u} &= \pm \left[ 2\varepsilon - 2 \frac{e_j}{m_j} \Phi - 2\mu B \right]^{1/2}; \end{aligned} \quad (6)$$

через

$$F_j(\bar{r}, \varepsilon, \mu, \bar{\alpha}, t) = f_j(\dot{r}, \mathbf{v}, t)|_{\bar{r}, \mathbf{v} = \bar{r}, \mathbf{v}(\bar{r}, \varepsilon, \mu, \bar{\alpha})}$$

обозначена функция распределения в дрейфовых переменных, а  $E^t$  — вихревая часть электрического поля, так что  $\mathbf{E} = \mathbf{E}^a + \mathbf{E}^t$ . Интересующихся более подробным выводом этого уравнения мы отсылаем к работам [26], [42].

Поскольку мы предположили, что ларморовская частота  $\omega_j$  много больше всех остальных характерных частот (включая частоты соударений), то уравнение (5) можно решать путем разложения по малому параметру  $\sim \omega_j^{-1}$ . Полагая  $F_j = \bar{F}_j + \tilde{F}_j$ , где  $\bar{F}_j$  — средняя, а  $\tilde{F}_j$  переменная по  $\bar{\alpha}$  части функции распределения, причем

$$\tilde{F}_j \ll \bar{F}_j, \quad \oint \tilde{F}_j d\bar{\alpha} = 0,$$

и учитывая, что переменная по  $\bar{\alpha}$  часть интеграла столкновений первого порядка малости по  $\omega_j^{-1}$ , а значит,  $\tilde{F}_j \sim \omega_j^{-2}$ , находим для  $\bar{F}_j$  и  $\tilde{F}_j$  следующие уравнения:

$$\frac{\partial \bar{F}_j}{\partial t} + (\tau_0 \bar{u} + \mathbf{V}) \frac{\partial \bar{F}_j}{\partial \bar{r}} + \frac{d\varepsilon}{dt} \frac{\partial \bar{F}_j}{\partial \varepsilon} = \bar{S}t_j, \quad (7)$$

$$-\omega_j \frac{\partial \tilde{F}_j}{\partial \bar{\alpha}} = \tilde{S}t_j = St_j - \bar{S}t_j; \quad \bar{S}t_j = \frac{1}{2\pi} \oint St_j d\bar{\alpha}.$$

Физический смысл этих уравнений достаточно очевиден, и мы не будем на нем останавливаться. Приведем лишь выражения для потоков частиц  $\mathbf{S}_j = \int \mathbf{v} f_j d\mathbf{v}$  и энергии  $\Pi_j = \int \frac{m_j v^2}{2} \mathbf{v} f_j d\mathbf{v}$  через функции  $\bar{F}_j$  и  $\tilde{F}_j$ . Они имеют вид [26]:

$$\begin{aligned} S_j &= \int \bar{w} (\tau_1 \cos \bar{\alpha} + \tau_2 \sin \bar{\alpha}) \tilde{F}_j d\bar{v} + \\ &+ \tau_0 \int \bar{u} \left( 1 + \frac{\bar{u}}{\omega_j} \tau_0 \text{rot } \tau_0 \right) \bar{F}_j d\bar{v} - \text{rot} \left( \tau_0 \omega_j^{-1} \int \frac{\bar{w}^2}{2} \bar{F}_j d\bar{v} \right) + \\ &+ \int \mathbf{V} \bar{F}_j d\bar{v}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \Pi_j &= \int \frac{m_j \bar{v}^2}{2} \bar{w} (\tau_1 \cos \bar{\alpha} + \tau_2 \sin \bar{\alpha}) \tilde{F}_j d\bar{v} + \\ &+ \tau_0 \int \frac{m_j \bar{v}^2}{2} \bar{u} \left( 1 + \frac{\bar{u}}{\omega_j} \tau_0 \text{rot } \tau_0 \right) \bar{F}_j d\bar{v} - \\ &- \text{rot} \left( \tau_0 \omega_j^{-1} \int \frac{m_j \bar{v}^2}{2} \frac{\bar{w}^2}{2} \bar{F}_j d\bar{v} \right) + \int \frac{m_j \bar{v}^2}{2} \mathbf{V} \bar{F}_j d\bar{v} + \end{aligned}$$

$$+ c \frac{[E^a B]}{B^2} \int \frac{m_j \bar{w}^2}{2} \bar{F}_j d\bar{v}, \quad (9)$$

$$\bar{v}^2 = \bar{u}^2 + \bar{w}^2, \quad d\bar{v} = \bar{w} d\bar{w} d\bar{u} d\bar{\alpha}.$$

Первые слагаемые в выражениях для потоков  $S_j$  и  $\Pi_j$ , связанные лишь с быстрым вращением частиц вокруг силовой линии и определяемые переменной (по  $\bar{\alpha}$ ) частью функции распределения  $\bar{F}_j$ , не зависят от характера медленного дрейфового движения, которое, в свою очередь целиком определяется конкретной геометрией магнитного поля и отсутствует при  $E=0$ ,  $B=\text{const}$ . Соответствующие этим слагаемым части потоков не зависят от структуры поля и дают нам хорошо известные «классические» выражения для потоков частиц и энергии поперек магнитного поля, которые получаются в случае постоянного поля; они не представляют для нас интереса, и в дальнейшем мы их будем опускать. Вторые слагаемые, пропорциональные вектору  $\bar{u}$ , определяют параллельные магнитному полю компоненты потоков; они будут интересовать нас при вычислении компоненты скорости плазмы и тока вдоль поля. Третьи слагаемые, пропорциональные ротору некоторого вектора, определяют так называемые «косые» потоки, перпендикулярные как вектору магнитного поля, так и градиентам плотности и температуры. Поскольку же  $\text{div rot} \equiv 0$ , то они не дают вклада в уравнения диффузии и теплопроводности, которые как раз и определяют скорость ухода частиц и энергии из ловушки; поэтому эти слагаемые также не представляют для нас интереса.

Наконец, последние слагаемые пропорциональны скорости дрейфа частицы в неоднородных электрических и магнитных полях, и, следовательно, существенно зависят от геометрии магнитного поля. Именно эти слагаемые, вклад которых в потоки частиц и энергии зависит от того, насколько сильно дрейфовые траектории частиц с различными скоростями отличаются друг от друга, и ответственны за собственно неоклассические процессы переноса. Поэтому нашей задачей здесь будет решение уравнения (7) и нахождение потоков, связанных только с дрейфовым движением.

### 3.2. Интеграл столкновений

Явный вид интеграла столкновений  $St_{jk}$  в случае полностью ионизованной плазмы хорошо известен [43], [44], [45]: Он представляет собой интегро-дифференциальный оператор, делающий задачу нахождения аналитического решения уравнения (7) весьма сложной математической проблемой. Различные в ряде работ [23], [31—33] вариационные методы решения, хотя и позволяют в некоторых случаях получить ответ, но также достаточно сложны и страдают отсутствием наглядности. Кроме того, не всегда просто оценить погрешность получаемого ответа.

С другой стороны, идеализации, используемые в теории, ошибки эксперимента и наличие в нем трудно учитываемых факторов делаает, на наш взгляд, неоправданной задачу нахождения коэффициентов переноса с точностью, превышающей, скажем, 10%. Поэтому вполне естественно, что рядом авторов [15, 16, 23, 26] были сделаны попытки нахождения модельных интегралов столкновений, удовлетворительно учитывающих основные явления, и в то же время достаточно простых для аналитического решения уравнения (7). При этом существенным обстоятельством, позволяющим упростить вид интеграла столкновений, явился факт, что в слабо столкновительном режиме, когда существенный вклад дают запертые частицы, функция распределения оказывается сильно зависящей от углов в пространстве скоростей. Это позволило пренебречь производными по энергии по сравнению с производными по углу, то-есть пренебречь обменом энергии и учесть лишь рассеяние при столкновениях. Наиболее удовлетворительная модель, неоднократно использованная затем различными авторами, была, по-видимому, предложена в работе [26]. Она удовлетворяла основным законам сохранения (частиц, импульса, энергии), ряду других свойств (самосопряженность,  $H$ -теорема), и содержала один параметр: частоту столкновений для рассеяния  $\nu_j^d$ . Недавно, однако, Хиршман и Сигмар [46] обратили внимание на то, что рассеяние и торможение пробной частицы в плазме характеризуется, вообще говоря, различными частотами столкновений [45], и предложили улучшенные (хотя и несколько более сложные по сравнению с [26]) варианты модельного интеграла столкновений, содержащие уже два параметра: частоту соударений для рассеяния  $\nu_j^d$  и частоту соударений для торможения  $\nu_j^s$ . Одним из вариантов этой модели [36] мы будем пользоваться при дальнейших расчетах. Итак, положим:

$$\bar{S}t_{jk} = \nu_{jk}^d \hat{L} \bar{F}_j + (\nu_{jk}^d - \nu_{jk}^s) \frac{3\bar{u}}{2a} \int \bar{u} \bar{F}_j \frac{d\Omega}{4\pi} + \nu_{jk}^s \frac{\bar{u} U_{kj}}{v_j^2} F_j^M,$$

$$\hat{L} = \frac{1}{2} \frac{1}{\sin \theta'} \frac{\partial}{\partial \theta'} \sin \theta' \frac{\partial}{\partial \theta'}, \quad \theta' = \arccos \frac{\bar{u}}{\sqrt{\bar{u}^2 + \bar{w}^2}},$$

$$U_{kj} = \frac{m_k}{\beta_{jk}} \int \bar{u} \nu_{kj}^s \bar{F}_k d\bar{v}, \quad \beta_{jk} = \beta_{kj} = \frac{m_j}{v_j^2} \int \bar{u}^2 \nu_{jk}^s F_j^M d\bar{v}, \quad (10)$$

$$\nu_{jk}^d = \frac{\pi \sqrt{2} e_j^2 e_k^2 N_k L_j}{m_j^2 a^{3/2}} \eta \left( \frac{a}{v_k^2} \right),$$

$$\eta(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} x^{1/2} e^{-x} + \left(1 - \frac{1}{2x}\right) \Phi_1(x),$$

$$\nu_{jk}^s = \frac{m_j + m_k}{m_j} \frac{\pi \sqrt{2} e_j^2 e_k^2 N_k L_j}{m_j^2 a^{3/2}} \Phi_1 \left( \frac{a}{v_k^2} \right),$$



$$\Phi_1(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x t^{1/2} e^{-t} dt, \quad a = \frac{\bar{v}^2}{2} = \frac{\bar{u}^2 + \bar{w}^2}{2}, \quad v_j^2 = T_j / m_j.$$

где через  $F_j^M$  обозначена максвелловская функция,  $F_j^M = (2\pi v_j^2)^{-3/2} \exp\left(-\frac{\bar{v}^2}{2v_j^2}\right)$ .

В дрейфовых переменных  $\epsilon, \mu$  оператор рассеяния будет иметь, очевидно, вид:

$$\hat{L} = \frac{u}{B} \frac{\partial}{\partial \mu} u \mu \frac{\partial}{\partial \mu}, \quad u = \sigma (2\epsilon - 2e_j \Phi / m_j - 2\mu B)^{1/2}, \quad (11)$$

где  $\sigma = \text{sign } u = \pm 1$  учитывает знак параллельной магнитному полю компоненты скорости. Элементы же телесного угла  $d\Omega$  и объема  $d\bar{v}$  в пространстве скоростей соответственно равны:

$$d\Omega = \sum_{\sigma} \frac{2\pi B \sigma}{u \sqrt{2a}} d\mu, \quad d\bar{v} = \sum_{\sigma} \frac{2\pi B \sigma}{u} d\epsilon d\mu. \quad (12)$$

Заметим, наконец, что если мы положим формально в (10)  $v_{jk}^s = v_{jk}^a$ , то получим модельный интеграл, предложенный в работе [26].

Следует отметить, что поскольку в (10) не учитывается обмен энергией между частицами (т. е. отброшены члены, пропорциональные производным функции распределения по энергии) и пренебрежено поправками к частотам столкновений  $v_{jk}^{ds}$ , связанными с отклонениями функции распределения от максвелловской, то использование (10) оправдано, строго говоря, только если зависимость от угла  $\theta'$  гораздо более сильная, чем от энергии  $\bar{v}^2/2$ . В противном случае ошибка, возникающая из-за использования модельного интеграла (10) вместо точного, может быть, вообще говоря, достаточно велика.

После этих предварительных замечаний перейдем к решению уравнения (7) и нахождению различных коэффициентов переноса. Черту, обозначающую переход к усредненным по  $\alpha$  (т. е. дрейфовым) переменным будем в дальнейшем опускать.

#### 4. РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПЕРЕНОСА В АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ МАГНИТНЫХ ЛОВУШКАХ

Случай систем, обладающих аксиальной симметрией, изучен наиболее подробно как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения. Это связано как с относительной простотой уравнения (7) в этом случае, так и с тем, что системы типа токамак до последнего времени вызывали наибольший интерес и в экспериментальном отношении исследованы гораздо полнее, чем другие тороидальные системы.

Итак, рассмотрим достаточно произвольную тороидальную систему, в которой напряженность магнитного поля  $B$  не зави-

сит от продольной тороидальной координаты. Введем ортогональную систему координат  $x_1, x_2, x_3$ , характеризуемую соответствующими коэффициентами Ламэ  $h_1, h_2, h_3$ , где  $x_1$  — обобщенный «малый радиус», а  $x_2$  и  $x_3$  полоидальный и, соответственно, тороидальный азимуты, и предположим, что параметры плазмы и магнитные поля не зависят от координаты  $x_3$ . Считая тороидальное поле потенциальным (что, впрочем, совершенно не принципиально), положим  $x_1 = -h_3 A_3 / \Theta_0 B_0$ , где  $A_3$  — тороидальная компонента векторного потенциала  $A = \{0, A_2, A_3\}$ . При этом

$$B_1 = 0, \quad B_2 = \frac{\Theta_0 B_0}{h_1 h_2}, \quad B_3 = \frac{B_0}{h_3}, \quad (13)$$

где  $\Theta_0$  и  $B_0$  некоторые постоянные, характеризующие величины полоидального и тороидального полей. (Заметим, между прочим, что поскольку в этой системе координат  $B_1 = 0$ , то поверхности  $x_1 = \text{const}$  совпадают с магнитными поверхностями). Предположим также, что вихревое электрическое поле  $E^t$  имеет только продольную компоненту, т. е.  $E^t = E_1 = h_3^{-1} E_0$ , а магнитное поле  $B$  и электростатический потенциал  $\Phi$  не зависят от времени.

Последнее предположение кажется не очень принципиальным и, по-видимому, не меняет существенно полученных результатов. Учет явной зависимости амбиполярного поля от времени необходим лишь для анализа его временной эволюции. Поскольку же изменение амбиполярного поля  $E^a$  со временем вызывает дополнительный дрейф частиц со скоростью  $V^a = \frac{mc^2}{eB^2} \frac{\partial E^a}{\partial t}$  то учет этой зависимости сводится в первом приближении просто к введению в соответствующее уравнение поперечной диэлектрической постоянной  $\epsilon_{\perp}$ :

$$\epsilon_{\perp} \frac{\partial E^a}{\partial t} = 4\pi j, \quad \epsilon_{\perp} = 1 + \sum_j \frac{4\pi m_j c^2 N_j}{B^2}, \quad (14)$$

где  $J$  — ток, вычисленный в предположении, что  $\frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0$ , а  $N_j$  — плотность частиц  $j$ -го сорта. Впрочем, этот вопрос еще нельзя считать окончательно выясненным, и решение его требует более детального анализа.

Кроме того, при вычислении потоков частиц и энергии мы будем считать, что эквипотенциали совпадают с магнитными поверхностями, т. е.  $\Phi = \Phi(x_1)$  и, следовательно, электрическое поле  $E^a = -\nabla \Phi$  имеет только нормальную компоненту  $E_1^a = -h_1^{-1} \frac{\partial \Phi}{\partial x_1}$ . Это оправдано, так как согласно работам [24, 26], в аксиально-симметричных системах отличие эквипотенциальных поверхностей от магнитных мало и не приводит к заметному изменению потоков. Предположим, наконец, что вихревое поле достаточно мало, так чтобы вкладом от убегающих электронов [47, 48] можно было пренебречь и заменить в последнем

слагаемом (7) функцию распределения на максвелловскую. Тогда, если пренебречь малой поправкой  $\frac{u}{\omega_j} \tau_0 \operatorname{rot} \tau_0$  по сравнению с единицей, то уравнение (7) принимает вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_j}{\partial t} + \frac{u B_0}{h_1 h_2 h_3 B} \left\{ \frac{\partial I}{\partial x_2} \frac{\partial F_j}{\partial x_1} - \frac{\partial I}{\partial x_1} \frac{\partial F_j}{\partial x_2} \right\} = \\ = S t_j - \frac{e_j}{m_j} \frac{(E' B)}{B} u \frac{\partial F_j}{\partial \varepsilon}, \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$I = \frac{u}{\omega_j^0} \frac{B_0}{B} - \Theta_0 x_1; \quad \omega_j^0 = \frac{e_j B_0}{m_j c}. \quad (16)$$

Поскольку интересующие нас потоки связаны с дрейфом частиц и, в частности, с тороидальным дрейфом, компонента которого, нормальная к магнитной поверхности, непостоянна вдоль нее, то и локальные потоки (8) (9) также будут не только функцией координаты  $x_2$ , но и менять знак в зависимости от азимута  $x_2$ . С другой стороны, так как скорость диффузии и теплопроводности вдоль силовых линий много больше соответствующих скоростей поперек магнитного поля, то в процессе эволюции плотности и температура плазмы успевают выравняться и оказываются почти постоянными на магнитной поверхности. Таким образом, результирующие нормальные к магнитной поверхности потоки, которые как раз и определяют среднюю плотность и теплосодержание плазмы, оказываются гораздо меньше локальных и равны магнитным потокам (8) (9), усредненным по магнитной поверхности. В этом смысле говорят, что неклассические процессы переноса носят нелокальный характер [37] и имеют конвективную природу [5].

Прежде чем переходить к нахождению конкретных решений уравнения (15), справедливых в тех или иных предельных случаях, выведем ряд общих соотношений, которые понадобятся нам в дальнейшем и которые в определенном смысле являются точными, ибо непосредственно следуют из уравнения (15) и не зависят от явного вида его решений.

Предварительно заметим, что уравнение (15) можно привести к виду, соответствующему круговым сечениям магнитных поверхностей, если вместо  $x_2$  ввести новую переменную  $\theta$  ( $-\pi < \theta < \pi$ ), определенную следующим образом:

$$\theta = \frac{1}{r_0} \int_0^{x_2} h_1 h_2 h_3 dx_2; \quad r_0 = \frac{1}{2\pi} \oint h_1 h_2 h_3 dx_2, \quad (17)$$

где  $r_0$  играет роль среднего малого радиуса, который при не очень сильной тороидальности связан с известным коэффициентом запаса  $q$  следующим простым соотношением

$$q = \frac{1}{2\pi R_0} \oint \frac{B_2 h_2 dx_2}{B_2 h_2} \approx \frac{r_0}{\Theta_0 R_0}; \quad R_0 = \frac{1}{2\pi} \oint dx_3. \quad (18)$$

В этих переменных уравнение (15) будет иметь вид:

$$\frac{\partial F_j}{\partial t} + \frac{uB_0}{r_0 B} \left\{ \frac{\partial I}{\partial \theta} \frac{\partial F_j}{\partial x_1} - \frac{\partial I}{\partial x_1} \frac{\partial F_j}{\partial \theta} \right\} = St_j - \frac{e_j}{m_j} \frac{(\mathbf{E}'\mathbf{B})}{B} u \frac{\partial F_j}{\partial \varepsilon}. \quad (19)$$

Умножая это уравнение последовательно на  $\sigma B/u$ ,  $\sigma Va/u$  и  $\sigma B_0 \left(\frac{B}{B_0}\right)^n \psi(a)$ , где  $\psi(a)$  — произвольная функция только переменной  $a = \varepsilon - e_j \Phi / m_j$ , усредняя по углу  $\theta$  и интегрируя по  $\varepsilon$  и  $\mu$ , получим:

$$\frac{\partial \langle F_j \rangle^\theta}{\partial t} + \frac{1}{r_0} \frac{\partial}{\partial x_1} r_0 \overline{\{h_1^{-1} \langle V_1 F_j \rangle\}^\theta} = 0, \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \langle m_j a F_j \rangle^\theta + \frac{1}{r_0} \frac{\partial}{\partial x_1} r_0 \overline{\{h_1^{-1} \langle m_j a V_1 F_j \rangle\}^\theta} = \\ = e_j \overline{\{(\mathbf{E}^a + \mathbf{E}') \langle (u\boldsymbol{\tau}_0 + \mathbf{V}) F_j \rangle\}^\theta}, \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \left( \frac{B}{B_0} \right)^{n-1} \langle u\psi F_j \rangle \right\}^\theta + \frac{1}{r_0} \frac{\partial}{\partial x_1} r_0 \overline{\left\{ h_1^{-1} \left( \frac{B}{B_0} \right)^{n-1} \langle u\psi V_1 F_j \rangle \right\}^\theta} = \\ = \Theta_0 \omega_j^0 \overline{\left\{ h_1^{-1} \left( \frac{B}{B_0} \right)^n \langle V_1 \psi F_j \rangle \right\}^\theta} + \overline{\left\{ \left( \frac{B}{B_0} \right)^{n-1} \langle u\psi St_j \rangle \right\}^\theta} + \\ + \frac{e_j}{m_j} \overline{\left\{ \left( \frac{B}{B_0} \right)^{n-1} \mathbf{E}^a \langle (u^2 \boldsymbol{\tau}_0 + u\mathbf{V}) \psi' F_j \rangle \right\}^\theta} + \\ + \frac{e_j}{m_j} \overline{\left\{ \left( \frac{B}{B_0} \right)^{n-1} \frac{(\mathbf{E}'\mathbf{B})}{B} \langle (\psi + u^2 \psi') F_j \rangle \right\}^\theta} + \\ + \overline{\left\{ \frac{B_0}{B} \langle u\psi (\boldsymbol{\tau}_0 u + \mathbf{V}) F_j \rangle \nabla \left( \frac{B}{B_0} \right)^n \right\}^\theta}. \end{aligned} \quad (22)$$

Здесь черта с индексом  $\theta$  означает усреднение по  $\theta$  так, что  $\bar{A}^\theta = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} A d\theta$ ,  $\psi' = \partial\psi/\partial a$ ,  $n$  — произвольное число, а угловые скобки — интегрирование по скоростям:

$$\langle AF_j \rangle = \int AF_j d\mathbf{v} = \sum_{\sigma} 2\pi\sigma B \int AF_j \frac{d\varepsilon d\mu}{u}. \quad (23)$$

Физический смысл этих соотношений весьма прост. Действительно если определить дрейфовые потоки частиц и энергии как  $\langle \mathbf{V}F_j \rangle$  и  $\langle m_j x \mathbf{V}F_j \rangle$  соответственно, то (20) является усредненным по  $\theta$  уравнением баланса частиц, а (21) — энергии. Слагаемое в правой части (21) учитывает выделение (поглощение) энергии за счет работы электрического поля.

Заметим, что такое определение отличается от (8) и (9) слагаемыми, равными  $\text{rot} \left( \boldsymbol{\tau}_0 \omega_j^{-1} \int \frac{\boldsymbol{\omega}^2}{2} F_j d\mathbf{v} \right)$  и  $c \frac{[\mathbf{E}^a \mathbf{B}]}{B^2} \int \frac{m_j \boldsymbol{\omega}^2}{2} F_j d\mathbf{v}$  соответственно. Нетрудно убедиться, однако, что учет их не изменяет уравнения (21), ибо добавка к потоку энергии в левой

части (21) полностью компенсируется соответствующей добавкой к потоку частиц в правой части.

Третье уравнение (22) в случае  $n=0$ ,  $\bar{\psi}=1$  представляет собой продольную компоненту уравнения движения; первый член слева есть сила инерции, второй учитывает «вязкость», первый справа — продольная компонента силы давления, второй — сила трения между частицами и, наконец, последнее — электрическая сила.

Физический смысл этого уравнения становится более ясным, если переписать его в несколько ином виде, введя тензоры «давления»  $\vec{p}_j$  и «вязкости»  $\vec{P}_j$  с компонентами:

$$\{\vec{p}_j\}_{pm} = \delta_{pm} p_j^\perp + (p_j'' - p_j^\perp) \tau_{0p} \tau_{0m}; \quad p_j^\perp = \langle \mu B F_j \rangle,$$

$$p_j'' = \langle u^2 F_j \rangle,$$

$$\{\vec{P}_j\}_{pm} = \langle u (\tau_{0p} V_m + \tau_{0m} V_p) F_j \rangle; \quad p, m = 1, 2, 3.$$

Тогда, полагая  $\psi=1$  уравнение (22) можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{B}{B_0} \right)^{n-1} \langle u F_j \rangle^\theta + \left( \frac{B}{B_0} \right)^{n-1} \tau_0 \operatorname{div} (\vec{P}_j + \vec{p}_j)^\theta = \\ = \frac{e_j}{m_j} \left( \frac{B}{B_0} \right)^{n-1} \tau_0 E_\parallel \langle F_j \rangle^\theta + \left( \frac{B}{B_0} \right)^{n-1} \langle u S t_j \rangle^\theta. \end{aligned}$$

Кроме того, нетрудно убедиться, что

$$-\left( \frac{B}{B_0} \right)^{n-1} \tau_0 \operatorname{div} \vec{p}_j^\theta = \theta_0 \omega_j^0 \left( \frac{B}{B_0} \right)^n h_1^{-1} \langle V_1 F_j \rangle^\theta + \frac{B_0}{B} \tau_0 \vec{p}_j \nabla \left( \frac{B}{B_0} \right)^{\theta_0}.$$

Отсюда следует, что средний «радиальный» поток частиц связан с продольной составляющей силы давления:

$$h_1^{-1} \langle V_1 F_j \rangle^\theta = - \frac{\tau_0 \operatorname{div} \vec{p}_j^\theta}{\omega_j \theta_0} = \frac{1}{\omega_j r_0} (p_j'' + p_j^\perp) \frac{\partial}{\partial \theta} \frac{B_0^\theta}{B},$$

а уравнение (22) в случае  $\psi=1$  представляет собой просто усредненное по магнитной поверхности уравнение для продольной скорости.

Это уравнение совместно с уравнением квазинейтральности плазмы и амбиполярности диффузии\*

$$\sum_j e_j N_j = 0; \quad \sum_j \{h_1^{-1} e_j S_{j1}\}^\theta = \sum_j e_j \{h_1^{-1} \langle V_1 F_j \rangle\}^\theta = 0 \quad (24)$$

\* Заметим, что в низшем порядке по ларморовскому радиусу, когда инерцией и вязкостью можно пренебречь, условие амбиполярности (24) есть непосредственно следствие уравнения (22) и закона сохранения импульса (25) [24, 26].

может служить для определения средней продольной скорости плазмы  $U_0$  и амбиполярного электрического поля  $E_1^a = -h_1^{-1} \frac{\partial \Phi}{\partial x_1}$ . Действительно, полагая  $\psi=1$ ,  $n=0$ , умножая (22) на  $m_j$ , суммируя по всем сортам частиц, учитывая условия квазинейтральности и амбиполярности, а также законы сохранения импульса при столкновениях:

$$\sum_j m_j \langle u S t_j \rangle = 0, \quad (25)$$

находим

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho U_0 + \frac{1}{r_0} \frac{\partial}{\partial x_1} r_0 P = 0, \quad (26)$$

$$\rho = \sum_j m_j \langle F_j \rangle^\theta, \quad \rho U_0 = \sum_j m_j \left\{ \frac{B_0}{B} \langle u F_j \rangle \right\}^\theta,$$

$$P = \sum_j P_j, \quad P_j = m_j \left\{ h_1^{-1} \frac{B_0}{B} \langle u V_1 F_j \rangle \right\}^\theta. \quad (27)$$

В реальных случаях в уравнение (26) приходится иногда включать дополнительные слагаемые, учитывающие потери импульса, возникающие, например, в результате перезарядки или из-за столкновений с нейтралами. Итак, поскольку  $N_j = \langle F_j \rangle$  есть плотность частиц, а  $m_j \langle a F_j \rangle = e_j$  плотность энергии плазмы, то система уравнений (20)–(25) будет замкнутой, если найдем явные выражения для средних потоков  $\overline{h_1^{-1} S_{j1}^\theta} = \overline{h_1^{-1} \langle V_1 F_j \rangle}^\theta$ ,  $\overline{h_1^{-1} \Pi_{j1}^\theta} = \overline{h_1^{-1} \langle m_j a V_1 F_j \rangle}^\theta$  «вязкости»  $P_j = \overline{m_j h_1^{-1} \frac{B_0}{B} \langle u V_1 F_j \rangle}^\theta$  и плотности выделяемой энергии

$$e_j \{ (E^e + E^t) \langle (u \tau_0 + V) F_j \rangle \}^\theta.$$

Систему (20)–(21) удобно записать в несколько ином виде, исключив из потоков часть, не зависящую явно от столкновений и связанную лишь с отклонением эквипотенциалей от магнитных поверхностей. Полагая  $\Phi(x_1, x_2) = \Phi_0(x_1) + \tilde{\Phi}(x_1, x_2)$ , где  $\tilde{\Phi} \ll \Phi_0$  — малая поправка, которую можно найти из условия квазинейтральности, и учитывая, что в нулевом приближении четная по  $u$  часть функции распределения зависит только от  $x_1$ :

$$F_j = F_j^0(x_1) = \frac{N_j^0(x_1)}{(2\pi)^{3/2} v_j^3} \exp \left\{ -\frac{m_j \varepsilon - e_j \Phi_0}{T_j^0(x_1)} \right\}; \quad v_j^2 = \frac{T_1^0(x_1)}{m_j}, \quad (28)$$

легко находим

$$\begin{aligned} E^a \langle V F_j^0 \rangle^\theta &= \frac{N_j^0 T_j^0 c}{r_0 e_j B_0} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_1} \left[ \left( \frac{B_0}{B} \right)^2 \frac{\partial \Phi^-}{\partial \theta} \right]^\theta - \right. \\ &\left. - \left[ \left( \frac{B_0}{B} \right)^2 \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial \theta} \right]^\theta \frac{e_j}{T_j^0} \frac{\partial \Phi_0}{\partial x_1} \right\}, \end{aligned} \quad (29)$$

$$\overline{h^{-1} \langle m_j a V_1 F_j^0 \rangle^\theta} = \frac{N_j^0 T_j^0 c}{r_0 B_0} \left[ \left( \frac{B_0}{B} \right)^2 \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial \theta} \right]^\theta.$$

Подставляя эти выражения в систему (20) (21), получаем;

$$\frac{\partial N_j^0}{\partial t} + \frac{1}{r_0} \frac{\partial}{\partial x_1} r_0 S_j = 0, \quad N_j^0 = \overline{N_j^\theta}, \quad (30)$$

$$\frac{\partial \Pi_j}{\partial t} + \frac{1}{r_0} \frac{\partial}{\partial x_1} r_0 \Pi_j = Q_j, \quad \varepsilon = \overline{\langle m_j a F_j \rangle^\theta} \simeq \frac{3}{2} N_j^0 T_j^0, \quad (31)$$

$$Q_j = -e_j S_j \frac{\partial \Phi_0}{\partial x_1} + e_j \frac{(\mathbf{E}^t \mathbf{B})}{B} \overline{N_j U_j^\theta} + e_j \frac{(\mathbf{E}^a \mathbf{B})}{B} \overline{N_j U_j^\theta} - \\ - \frac{c}{r_0 B_0} \left[ \left( \frac{B_0}{B} \right)^2 \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial \theta} \right]^\theta \left( \frac{\partial N_j^0 T_j^0}{\partial x_1} + e_j N_j^0 \frac{\partial \Phi_0}{\partial x_1} \right), \quad (32)$$

где  $U_j = N_j^{-1} \langle u F_j \rangle$  — скорость  $j$ -й компоненты плазмы вдоль магнитного поля, а потоки

$$S_j = \overline{h^{-1} \langle V_1 (F_j - F_j^0) \rangle^\theta} = \\ = \frac{2\pi}{r_0} \sum_{\sigma} \sigma B_0 \int d\varepsilon d\mu \overline{(F_j - F_j^0) \frac{\partial I^\theta}{\partial \theta}}, \quad (33)$$

$$\Pi_j = \overline{h^{-1} m_j \left\langle \left( \varepsilon - \frac{e_j}{m_j} \tilde{\Phi} \right) V_1 (F_j - F_j^0) \right\rangle^\theta} = \\ = \frac{2\pi}{r_0} \sum_{\sigma} \sigma B_0 \int d\varepsilon d\mu \overline{(m_j \varepsilon - e_j \tilde{\Phi}) (F_j - F_j^0) \frac{\partial I^\theta}{\partial \theta}}. \quad (34)$$

Из (32) следует, что даже в случае весьма слабой неэквипотенциальности магнитных поверхностей, когда  $\tilde{\Phi}/\Phi_0 \ll \Delta_0$ . ( $\Delta_0 = \frac{B_{\max} - B_{\min}}{B_0}$  — относительная глубина модуляции магнитного поля), и, следовательно, когда азимутальные вариации потенциала  $\tilde{\Phi}$  не дают заметного вклада в средние потоки частиц  $S_j$  и энергии  $\Pi_j$ , вклад от  $\tilde{\Phi}$  в  $Q_j$ , казалось бы, необходимо учитывать. Можно показать, однако, что нечетная по  $u$  часть функции распределения, которая не зависит от частоты столкновений и определяет продольный поток  $N_j U_j$ , оказывается такой, что два последних слагаемых в (32) полностью компенсирует друг друга, в результате чего величина  $Q_j$  оказывается не зависящей от вариаций потенциала  $\tilde{\Phi}$ .

Аналогичным образом средний продольный ток  $J$  и «вязкость»  $P$  также оказываются не зависящими явно от  $\tilde{\Phi}$ .

Поясним, наконец, зачем нам понадобилось уравнение (22) при  $\nu \neq 1$ . Если отбросить в нем малые слагаемые ( $\ll \omega_j^{-2}$ ), связанные с инерцией и вязкостью, (то есть левую часть), а в последних трех слагаемых вместо  $F_j$  подставить функцию распределения нулевого приближения  $F_j^0$  (28), то слагаемые, зави-

сящие от  $\bar{\Phi}$  взаимно сокращаются и соотношение (22) принимает вид:

$$\left(\frac{B}{B_0}\right)^{n-1} \langle u\psi St_j \rangle^\theta = -\omega_j^0 \Theta_0 \left(\frac{B}{B_0}\right)^n \hbar^{-1} \langle V_1 \psi (F_j - F_j^0) \rangle^\theta - \frac{e_j}{m_j} \left(\frac{B}{B_0}\right)^{n-1} \frac{(E^t \cdot B)}{B} N_j \frac{2}{3} \langle \psi \rangle_j, \quad (35)$$

где угловые скобки с индексом  $j$  означают усреднение соответствующей величины по функции распределения нулевого приближения  $F_j^0$  с весом  $a = v^2/2$ :

$$\langle \psi \rangle_j = (N_j^0)^{-1} \langle \frac{a}{v_j^2} \psi(a) F_j^0 \rangle = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int dx e^{-x} x^{3/2} \psi(xv_j^2) \quad (36)$$

За исключением случая  $\psi=1$ , соотношение (35) не несет какой-либо новой физической информации, но оказывается весьма полезным с методической точки зрения, ибо оно связывает нечетные (по продольной скорости) моменты функции распределения с ее четными моментами. Поскольку же потоки (33), (34) определяются четной по  $u$  частью функции распределения, то ее знания оказывается достаточным, чтобы без дополнительных вычислений с помощью соотношений (35) найти необходимые нам средние скорости  $\bar{N}_j, \bar{U}_j^0$   $j$ -ой компоненты плазмы вдоль магнитного поля.

Действительно, умножая интеграл столкновений (10) на  $u\psi(a)$  и интегрируя по скоростям, получаем следующее тождество

$$\langle u\psi St_j \rangle = \frac{2}{3} \sum_k \langle \psi v_{jk}^s \rangle_j N_j^0 U_{kj} - \langle v_j^s u \psi F_j \rangle, \quad (37)$$

где  $v_j^s = \sum_k v_{jk}^s$ . Полагая в (37)

$$\psi(a) = \alpha_j(a) = \frac{1}{v_j^s} \left\{ 1 + v_{jj}^s \langle \frac{v_{jj}^s}{v_j^s} \rangle_j / \langle v_{jj}^s \left( 1 - \frac{v_{jj}^s}{v_j^s} \right) \rangle \right\},$$

а затем  $\psi = v_{jn}^s / v_j^s$ , будем иметь:

$$N_j U_j = - \langle \alpha_j u St_j \rangle + \frac{2}{3} \sum_k N_j^0 U_{kj} \langle \alpha_j v_{jk}^s \rangle_j - U_{jj} \frac{\beta_{jj}}{m_j} \langle \frac{v_{jj}^s}{v_j^s} \rangle_j / \langle v_{jj}^s \left( 1 - \frac{v_{jj}^s}{v_j^s} \right) \rangle_j, \quad (38)$$

$$\langle \frac{v_{jn}^s}{v_j^s} u St_j \rangle = \frac{2}{3} \sum_k N_j^0 U_{kj} \langle \frac{v_{jk}^s v_{jn}^s}{v_j^s} \rangle_j - U_{jn} \frac{\beta_{nj}}{m_j}. \quad (39)$$

Если воспользоваться теперь соотношением (35) и понимать под  $\langle u\psi St_j \rangle$  правую часть равенства (35), то после соответствующего усреднения по  $\theta$  система уравнений (38) и (39)



становится содержательной и позволяет, зная лишь четную часть функции распределения, определить с помощью (39) величины  $\left(\frac{B}{B_0}\right)^{n-1} U_{jk}^0$ , а затем из (38) средние скорости  $\left(\frac{B}{B_0}\right)^{n-1} N_j U_j^0$  различных компонент плазмы, а следовательно, средний продольный ток  $\left(\frac{B}{B_0}\right)^{n-1} J^0 \left( J = \sum_j e_j N_j U_j \right)$ .

В случае многокомпонентной плазмы ( $j, k = e, i_0, i_1, i_2 \dots i_M$ ) решение системы (39) хотя и тривиально, но приводит к весьма громоздким формулам. Поэтому мы ограничимся здесь решением ее в случае, когда имеется лишь один сорт ионов. Полагая, например,  $U_{ie} = \hat{U}_0$ , где  $\hat{U}_0$  произвольная постоянная, легко находим

$$\begin{aligned} U_{ei} &= \hat{U}_0 - \frac{m_e \langle uSt_e \rangle}{\beta_{ei}}, \\ U_{ee} &= \hat{U}_0 - \langle \frac{v_{ee}^s}{v_e^s} uSt_e \rangle \left/ \frac{2}{3} N_e^0 \langle \frac{v_{ei}^s v_{ee}^s}{v_e^s} \rangle \right., \\ U_{ii} &= \hat{U}_0 - \frac{m_e \langle uSt_e \rangle}{\beta_{ei}} - \langle \frac{v_{ii}^s}{v_i^s} uSt_i \rangle \left/ \frac{2}{3} N_i^0 \langle \frac{v_{ie}^s v_{ii}^s}{v_i^s} \rangle \right., \end{aligned} \quad (40)$$

и, следовательно:

$$\begin{aligned} N_e U_e &= N_e^0 \hat{U}_0 - \langle \alpha_e uSt_e \rangle, \\ N_i U_i &= N_i^0 \hat{U}_0 - \langle \alpha_i uSt_i \rangle + \frac{m_i N_i^0}{\beta_{ei}} \langle uSt_i \rangle. \end{aligned} \quad (41)$$

Следует отметить, что поскольку мы пренебрегли в (35) слагаемыми, соответствующими вязкости и инерции, то уравнения (39) не полностью независимы, в чем легко убедиться, если умножить (39) на  $m_j$ , просуммировать по всем  $j$  и  $n$  и учесть равенства (24), (25). Следовательно, решение (39) допускает одну произвольную постоянную, что отражает возможность движения всей плазмы вдоль магнитного поля. При учете инерции и вязкости это вырождение снимается.

Если учесть, что, как правило,

$$v_i^2 / v_e^2 = m_e T_i / m_i T_e \ll 1$$

и пренебречь малымя поправками порядка  $m_e T_i / m_i T_e$  по сравнению с 1, то  $v_{ie}^s = \frac{2}{3} \langle v_{ie}^s \rangle_i$  и выражения для  $\alpha_i$ ,  $U_{ii}$  и  $U_i$  упрощаются и принимают вид:

$$\begin{aligned} \alpha_i &= \frac{m_i N_i}{\beta_{ie}}; \quad U_i = \hat{U}_0, \\ U_{ii} &= \hat{U}_0 + \left\{ \langle \frac{u}{v_i^s} St_i \rangle - \frac{2}{3} \langle \frac{1}{v_i^s} \rangle_i \langle uSt_i \rangle \right\} \times \\ &\times \left\{ 1 - \frac{4}{9} \langle v_{ie}^s \rangle_i \langle \frac{1}{v_i^s} \rangle_i \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (42)$$

Подставляя в (41) выражения для  $\overline{\left(\frac{B}{B_0}\right)^{n-1} \langle u\psi St_j \rangle^\theta}$  из (35), находим:

$$\begin{aligned} \overline{\left(\frac{B}{B_0}\right)^{n-1} N_e U_e^\theta} &= \overline{\left(\frac{B}{B_0}\right)^{n-1} N_e^0 \hat{U}_0^\theta} + \\ &+ \frac{2}{3} \frac{e_e}{m_e} \overline{\left(\frac{B}{B_0}\right)^{n-1} \frac{(E'B)^\theta}{B} N_e^0 \langle \alpha_e \rangle_e} + \\ &+ \omega_e^0 \theta_0 \overline{\left(\frac{B}{B_0}\right)^n h_1^{-1} \langle \alpha_e V_1 (F_e - F_e^0) \rangle^\theta}, \\ \overline{\left(\frac{B}{B_0}\right)^{n-1} N_i U_i^\theta} &= \overline{\left(\frac{B}{B_0}\right)^{n-1} N_i^0 \hat{U}_0^\theta} + \end{aligned} \quad (43)$$

$$\begin{aligned} &+ \frac{2}{3} \frac{e_i}{m_i} \overline{\left(\frac{B}{B_0}\right)^{n-1} \frac{(E'B)^\theta}{B} N_i^0 \left\{ \langle \alpha_i \rangle_i - \frac{3}{2} \frac{m_i N_i^0}{\beta_{ie}} \right\}} + \\ &+ \omega_i^0 \theta_0 \overline{\left(\frac{B}{B_0}\right)^n h_1^{-1} \left\langle \alpha_i - \frac{m_i N_i^0}{\beta_{ie}} \right\rangle V_1 (F_i - F_i^0)^\theta}. \end{aligned}$$

Заметим, что в силу большой величины отношения  $m_i/m_e$  среднюю скорость плазмы, входящую в уравнение (26), можно считать равной средней скорости ионов

$$U_0 = \frac{\sum_i m_i N_i U_i^\theta}{\sum_i m_i N_i^\theta} = \overline{U_i^\theta} \approx \hat{U}_0 \quad (44)$$

и, таким образом, с помощью (43) выразить постоянную  $\hat{U}_0$  через  $U_0$  и другие физические параметры плазмы.

В соответствии с (43) средний продольный ток  $\overline{\left(\frac{B}{B_0}\right)^{n-1} J^\theta}$  равен:

$$\begin{aligned} \overline{\left(\frac{B}{B_0}\right)^{n-1} J^\theta} &= \frac{2}{3} \frac{e_e^2}{m_e} \overline{N_e^0 \langle \alpha_e \rangle_e \left(\frac{B}{B_0}\right)^{n-1} \frac{(E'B)^\theta}{B}} + \\ &+ e_e \omega_e^0 \theta_0 \overline{\left(\frac{B}{B_0}\right)^{n-1} h_1^{-1} \langle \alpha_e V_1 (F_e - F_e^0) \rangle^\theta} + \\ &+ \frac{2}{3} \frac{e_i^2}{m_i} \overline{N_i^0 \left[ \langle \alpha_i \rangle_i - \frac{3}{2} \frac{m_i N_i^0}{\beta_{ie}} \right] \left(\frac{B}{B_0}\right)^{n-1} \frac{(E'B)^\theta}{B}} + \\ &+ e_i \omega_i^0 \theta_0 \overline{\left(\frac{B}{B_0}\right)^{n-1} h_1^{-1} \left\langle \alpha_i - \frac{m_i N_i^0}{\beta_{ie}} \right\rangle V_1 (F_i - F_i^0)^\theta}, \end{aligned} \quad (45)$$

причем в случае  $m_e T_i / m_i T_e \ll 1$ , когда  $\alpha_i = m_i N_i^0 / \beta_{ie}$  и, следовательно  $U_i = \hat{U}_0$  ионная компонента тока обращается в ноль, и

$$\begin{aligned} \overline{\left(\frac{B}{B_0}\right)^{n-1} J^\theta} &= \frac{2}{3} \frac{e_e^2}{m_e} \overline{N_e^0 \langle \alpha_e \rangle_e \left(\frac{B}{B_0}\right)^{n-1} \frac{(E'B)^\theta}{B}} + \\ &+ e_e \omega_e^0 \theta_0 \overline{\left(\frac{B}{B_0}\right)^{n-1} h_1^{-1} \langle \alpha_e V_1 (F_e - F_e^0) \rangle^\theta}. \end{aligned} \quad (46)$$

Отсюда видно, что неэквипотенциальность магнитных поверхностей не может давать вклада в продольный ток, если она не сказывается на величине диффузионных потоков.

Отметим, что первое слагаемое в (46) определяет обычную классическую проводимость

$$\sigma_k = \frac{e_e^2 N_e^0}{m_e} \frac{2}{3} \langle \alpha_e \rangle e, \quad (47)$$

а остальные — поправку  $\sigma_1$  к проводимости, связанную с потоками частиц, индуцированными вихревым электрическим полем  $E^t$  (неоклассический пинч-эффект [19—21]), и дополнительный продольный ток  $\bar{J}_B$ , вызванный поперечной диффузией частиц (*bootstrap current* [20, 22]). Таким образом, полный средний продольный ток  $J^0$  можно представить в виде двух слагаемых: тока проводимости  $J_E$  и термодиффузионного тока  $J_B$ , пропорционального градиентам плотности и температуры:

$$\begin{aligned} \bar{J}^0 &= J_E + J_B, \quad J_E = (\sigma_k + \sigma_1) E_0 = \sigma_{HK} E_0, \quad E_0 = h_1^{-1} E^t, \quad J_B = \\ &= \bar{J}^0 - J_E. \end{aligned} \quad (48)$$

Следует указать, что поскольку в интеграл столкновений входят величины  $U_{jk}$ , то и решение кинетического уравнения, вообще говоря, также будет зависеть от  $\sum_j v_{kj}^s U_{jk}$ . Поэтому

формулы (40) не являются, строго говоря, решением системы (39), а сами представляют систему уравнений, требующую решения. Поскольку, однако разность  $F_j - F_j^0$  и переменная по азимуту часть потенциала  $\tilde{\Phi}(x_1, x_2)$  пропорциональны некоторой степени относительной глубины модуляции поля  $\Delta_0$ , то при  $\Delta_0 \ll 1$  для нахождения потоков частиц и энергии можно использовать метод итераций и подставить в  $F_j$  значения  $U_{jk}$ , найденные в нулевом приближении по параметрам  $\Delta_0$  и  $v_i^2/v_e^2$  и равные

$$\frac{1}{v_j^s} \sum_k v_{jk}^s U_{kj} = \begin{cases} \hat{U}_0 + \frac{e_e E_0}{m_e} \left( \alpha_e - \frac{1}{v_e^s} \right) & (j=e), \\ \hat{U}_0 - \frac{e_i E_0}{m_i v_i^s} & (j \neq e). \end{cases} \quad (49)$$

Если пренебречь влиянием вихревого электрического поля на ионы, то это соотношение будет справедливо и для многокомпонентной плазмы.

В заключение этого раздела приведем выражения для переменной по азимуту  $\theta$  (или  $x_2$ ) части потенциала  $\tilde{\Phi}(x_1, x_2)$ . Ее легко найти из условия квазинейтральности (24) для переменных частей плотности:

$$\tilde{\Phi} = \left( \sum_j \frac{e_j^2 N_j^0}{T_j^0} \right)^{-1} \sum_j e_j \langle (F_j - F_j^0) \rangle. \quad (50)$$

Отсюда, учитывая, что  $\frac{\partial u}{\partial \theta} = -\frac{1}{u} \left( \frac{e_j \partial \Phi}{m_j \partial \theta} + \mu \frac{\partial B}{\partial \theta} \right)$ , находим:

$$\begin{aligned} \left( \frac{B_0}{B} \right)^2 \frac{\partial \Phi^\theta}{\partial \theta} &= - \left( \sum_j \frac{e_j^2 N_j^0}{T_j^0} \right)^{-1} \times \\ &\times \sum_{j, \sigma} 4\pi \sigma e_j \left( \frac{B_0}{B} \right)^2 \int \frac{d\varepsilon d\mu}{\mu} \frac{\partial u}{\partial \theta} (F_j - F_j^0)^\theta. \end{aligned} \quad (51)$$

Это выражение может оказаться полезным для оценки величины отклонения эквипотенциальных поверхностей от магнитных.

#### 4.1. Процессы переноса в слабых полоидальных полях

Поскольку «радиальное» электрическое поле  $E_1^a = -h_1^{-1} \frac{\partial \Phi}{\partial x_1}$  приводит к дрейфу частиц в азимутальном направлении со скоростью  $V_E = -c \frac{E_1^a}{B}$  и, следовательно, может частично стабилизировать тороидальный дрейф [12], то в определенных условиях поле  $E_1^a$  может оказывать влияние на величину коэффициентов переноса [24, 26]. Нетрудно убедиться, что его необходимо учитывать, когда относительная величина полоидального поля  $\theta_0 = h_1 \frac{B_2}{B_3}$  достаточно мала, так что

$$\Delta_0^{1/2} \theta_0 v_j \ll |V_0| = \left| \frac{c}{B_0} \frac{\partial \Phi_0}{\partial x_1} \right|. \quad (52)$$

В обратном случае «сильных» полоидальных полей влиянием амбиполярного поля на коэффициенты переноса можно пренебречь. Полагая  $e\Phi_0 \sim T$ , легко видеть, что для электронов условие (52), практически никогда не имеет места, тогда как для ионов ( $v_i \ll v_e$ ) оно вполне может реализоваться.

Итак, попытаемся найти аналитические решения уравнения (19) в случае малых частот соударений:

$$r_0 v_j^* \ll \theta_0 v_j, \quad (53)$$

где величины  $v_j^*$  совпадают с эффективными частотами соударений, используемыми в гидродинамике

$$v_j^* = \frac{\beta_{jj}}{m_j N_j^0} = \frac{4 \sqrt{\pi}}{3} \frac{e_j^4 N_j L_j}{m_j^{1/2} T_j^{3/2}}. \quad (54)$$

Кроме того, как уже отмечалось, мы будем считать вихревое поле  $E^i$  достаточно слабым, так что в последнем слагаемом уравнения (19), пропорциональном  $E^i \frac{\partial F_j}{\partial \varepsilon}$ , функцию распределения  $F_j$  можно заменить на  $F_j^0$  (28).

Заметим, что используемое нами определение электронной частоты столкновений  $\nu_e^*$  отличается от принятого, например, в работе [49] множителем  $\sqrt{2} \frac{e_j^2 N_j}{e_e^2 N_e} = \sqrt{2} Z_i^*$ .

Учитывая, что в отсутствие столкновений и вихревого поля величина  $I$  (16) является интегралом движения, перейдем, следуя работам [24, 26], от переменных  $x_1$  и  $\theta$  к переменным  $x_m$ ,  $\theta$ , где  $x_m$  — координата частицы в точке  $\theta = \theta_m$ , в которой магнитное поле минимально:  $B(\theta_m) = B_{\min}$ . Связь между  $x_1$  и  $x_m$  дается соотношением

$$x_1 = x_m + \tilde{x}(x_m, \theta), \quad (55)$$

где в случае не очень малых полоидальных полей, когда условие (52) выполняется, но отношение  $\tilde{x}/x_m \ll 1$ , величину  $\tilde{x}$  как функцию  $x_m$ ,  $\theta$  и  $\mu$  нетрудно найти, разлагая интеграл движения  $I$  в ряд по степеням  $\tilde{x}/x_m$  и ограничиваясь квадратичными по  $\tilde{x}$  членами:

$$\begin{aligned} \tilde{x} &= \frac{1}{\gamma_j \omega_j \Theta_0} \left\{ - \left( u_m + \frac{V_0}{\Theta_0} \right) + \tilde{u} \right\}, \\ \tilde{u} &= \frac{\Theta_0 u_m + V_0}{|\Theta_0 u_m + V_0|} \left\{ \left( u_m + \frac{V_0}{\Theta_0} \right)^2 - 2 |\gamma_j| (u_m^2 + \mu B_{\min}) \Delta(\theta) \right\}^{1/2}, \end{aligned} \quad (56)$$

$$V_0 = \frac{c}{B_0} \frac{\partial \Phi_0}{\partial x_1}, \quad \gamma_j = 1 - \frac{1}{\omega_j \Theta_0} \frac{\partial}{\partial x_1} \left( \frac{V_0}{\Theta_0} \right), \quad \Delta(\theta) = \frac{B(\theta) - B_{\min}}{B_0},$$

где  $u_m = \left( 2e - \frac{2e_j}{m_j} \Phi_0 - 2\mu B_{\min} \right)^{1/2}$  — значение продольной скорости частиц в точке  $\theta = \theta_m$ ,  $x_1 = x_m$ . При этом мы предположили, что величина  $\gamma_j$  не слишком мала, так что  $|\gamma_j| > \Delta_0^{1/2}$ ; в противном случае необходимо учесть кубичные по  $\tilde{x}$  члены разложения. Кроме того, поскольку  $\tilde{\Phi}/\Phi_0 \ll \Delta_0$ , мы пренебрегли величиной  $e_j \tilde{\Phi}/T_j^0$  по сравнению с  $\Delta$ .

Рассмотрим сначала случай не очень малых полоидальных полей, когда

$$\Delta_0^{1/2} \Theta_0 v_j \ll |V_0| \ll \Theta_0 v_j. \quad (57)$$

Переходя в уравнении (19) от переменных  $x_1$ ,  $\theta$  к переменным  $x_m$ ,  $\theta$ , где  $x_m$  связано с  $x_1$  соотношением (55), полагая

$$F_j = F_j^0(x_1) \left[ 1 + \frac{u_m}{v_j^2} \Psi_j^0 + \tilde{\Psi}_j \right], \quad (58)$$

где  $F_j^0$  определена равенством (28), функция  $\Psi_j^0$  не зависит от угла  $\theta$  и равна

$$\Psi_j^0 = \frac{1}{v_j^s} \left\{ \frac{e_j E_0}{m_j} + \sum_k v_{jk}^s \overline{U_{kj}^\theta} \right\}, \quad (59)$$

а  $\Psi_1 \ll \frac{u_m}{v_j^2} \Psi_j^0$  — искомая функция, учитывая, что основной вклад, как мы увидим ниже, дает область скоростей  $u_m \simeq -V_0/\Theta_0$  (где функция  $\tilde{\Psi}_j$  максимальна), удерживая лишь наибольшие члены и переходя, наконец, от переменной  $\mu$  к  $u_m$ , получаем

для  $\tilde{\Psi}_j$  следующее уравнение:

$$\frac{\partial f_j}{\partial \theta} = \frac{\kappa_j a v_j}{\tilde{u}} \left\{ \frac{\partial^2 f_j}{\partial u_m^2} + \frac{v_j \Delta(\theta)}{\tilde{u}^2} \right\}, \quad f_j = \frac{\omega_j^0 \Theta_0 v_j}{2 C_j a} \tilde{\Psi}_j,$$

$$\kappa_j = \frac{r_0 v_j^d}{\Theta_0 v_j}, \quad C_j = \left[ A_j + \frac{a}{v_j} B_j + \frac{\omega_j^0 \Theta_0}{v_j^2} \Psi_j^0 \right], \quad (60)$$

$$a = \varepsilon - \frac{e_1 \Phi_0}{m_j}, \quad A_j = \frac{\partial \ln N_j^0}{\partial x_1} - \frac{3}{2} \frac{\partial \ln T_j^0}{\partial x_1} + \frac{e_j}{T_j^0} \frac{\partial \Phi_0}{\partial x_1}, \quad B_j = \frac{\partial \ln T_j^0}{\partial x_1}.$$

С другой стороны, согласно (33), (34) и (51) средние потоки  $S_j$ ,  $\Pi_j$  и  $\left(\frac{B_0}{B}\right)^2 \frac{\partial \Phi^0}{\partial \theta}$  выражаются через функцию  $f_j$  следующим образом:

$$S_j = - \frac{N_j^0}{(\omega_j^0 \Theta_0)^2} \frac{\Theta_0}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty da a e^{-a} C_j (a v_j^2) \times$$

$$\times \int_{-v_j \sqrt{2a}}^{v_j \sqrt{2a}} du_m \overline{\left( \tilde{u}^2 \frac{\partial f_j}{\partial \theta} \right)^0}, \quad (61)$$

$$\Pi_j = - \frac{N_j^0 T_j^0}{(\omega_j^0 \Theta_0)^2} \frac{\Theta_0}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty da a^2 e^{-a} C_j (a v_j^2) \times$$

$$\times \int_{-v_j \sqrt{2a}}^{v_j \sqrt{2a}} du_m \overline{\left( \tilde{u}^2 \frac{\partial f_j}{\partial \theta} \right)^0}, \quad (62)$$

$$\overline{\left( \frac{B_0}{B} \right)^2 \frac{\partial \Phi^0}{\partial \theta}} = \left\{ \sum_j \frac{e_j^2 N_j^0}{T_j^0} \right\}^{-1} \sum_j \frac{2 e_j N_j^0}{\omega_j^0 \Theta_0 v_j^2 \sqrt{2\pi}} \times$$

$$\times \int_0^\infty da e^{-a} C_j (a v_j^2) \int_{-v_j \sqrt{2a}}^{v_j \sqrt{2a}} du_m \overline{\left( \tilde{u}^2 \frac{\partial f_j}{\partial \theta} \right)^0}. \quad (63)$$

Среднюю работу амбиполярного поля  $e_j \frac{(E^a B)}{B} N_j U_j$  и «вязкость»  $P$  можно выразить, в свою очередь, через производную потенциала  $\left(\frac{B_0}{B}\right)^2 \frac{\partial \Phi^0}{\partial \theta}$  и средний суммарный поток массы  $\sum_j m_j S_j$ .

Учитывая определение  $P$  (27) и выражение (58) для  $F_j$ , находим

$$e_j \frac{(E^a B)}{B} N_j U_j = \frac{c}{r_0 B_0} \overline{\left\{ \left( \frac{B_0}{B} \right)^2 \frac{\partial \Phi^0}{\partial \theta} \right\}^0} \left( \frac{\partial N_j^0 T_j^0}{\partial x_1} + e_j N_j^0 \frac{\partial \Phi_0}{\partial x_1} \right), \quad (64)$$

$$P = - \frac{V_0}{\Theta_0} \sum_j m_j S_j,$$

Отсюда, в частности, и следует, что выражение (32) для  $Q$ , и «вязкость»  $P$  не зависят явно от переменной части потенциала  $\tilde{\Phi}$ . Отметим, что соотношения (64) справедливы и для многокомпонентной плазмы.

В работе [24] для токамака круглого сечения в области редких столкновений, когда  $r_0 v_i^* \ll \Delta_0^{3/2} \theta_0 v_i$ , и в пренебрежении электрон-ионными столкновениями и радиальным электрическим полем было найдено другое выражение для «вязкости»  $P$ , равное

$$P = \frac{0,7}{\Theta_0 r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r v_i^* \left( \frac{r}{R} \right)^{3/2} \frac{N_i^0 v_i^2}{\omega_i^2 \Theta_0^2} \frac{\partial T_i^0}{\partial r} \right\}. \quad (65)$$

Оно справедливо лишь для достаточно крутых торков, когда

$$\frac{r}{R} \gg 10 \frac{v_i^* T_i}{v_e^* T_e} \approx 10 \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}.$$

В противном случае следует пользоваться формулой (64).

#### 4.1.1. Малые частоты соударений («банановая» область)

Рассмотрим вначале случай очень малых частот соударений

$$r_0 v_j^* \ll \Delta_0^{3/2} \theta_0 v_j. \quad (66)$$

Можно показать, что в этой области частот столкновений основной вклад дают медленно пролетные и захваченные частицы с  $u_m + V_0/\Theta_0 \approx (2a\Delta_0)^{1/2}$ , а точнее, область углов  $\theta$  и скоростей, где  $u$  обращается в ноль. Учитывая это, сделаем в (60) еще одну замену переменных и перейдем от  $\theta$  и  $u_m$  к переменным  $z = \frac{V_0 + u_m \Theta_0}{v_j \Theta_0}$  и  $\zeta = \tilde{u}/v_j$ . Тогда, если пренебречь  $\partial^2 f_j / \partial^2 z^2$  по сравнению с  $\partial^2 f_j / \partial \zeta^2$ , получим

$$\frac{\partial \Delta}{\partial \theta} \frac{\partial f_j}{\partial \zeta} = -\frac{\kappa_j}{\zeta} \left\{ z^2 \frac{\partial}{\partial \zeta} \frac{1}{\zeta} \frac{\partial f_j}{\partial \zeta} + \frac{\Delta_i}{\zeta^2} \right\}, \quad (67)$$

где  $\Delta(\theta)$  и  $\partial \Delta / \partial \theta$  выражены через  $z$  и  $\zeta$ .

Решение этого уравнения легко находится:

$$\frac{\partial f_j}{\partial \zeta} = -\zeta \int_{\zeta}^{\zeta'} \frac{\partial \zeta' \Delta(\zeta')}{(z \zeta')^2} \exp \int_{\zeta}^{\zeta'} \frac{a \zeta'' \zeta''^2}{z^2 \kappa_j} \frac{\partial \Delta}{\partial \theta}(\zeta'') d\zeta'. \quad (68)$$

Поскольку  $\frac{1}{\zeta} \frac{\partial f_j}{\partial \zeta}$  максимальна в окрестности точки, где  $\zeta$  минимально, а  $\frac{\partial f_j}{\partial \theta} = -\frac{\partial \Delta}{\partial \theta} \frac{a}{\zeta} \frac{\partial f_j}{\partial \zeta}$ , то производная  $\partial f_j / \partial \theta$  будет максимальна вблизи углов  $\theta = \theta^*$ , где  $\theta^*$  определяется

из уравнения

$$\Delta(\theta^*) = \begin{cases} \frac{z^2 v_j^2}{2a} & \text{при } \frac{z^2 v_j^2}{2a} \leq \Delta_0, \\ \Delta_0 & \text{при } \frac{z^2 v_j^2}{2a} \geq \Delta_0. \end{cases} \quad (69)$$

Учитывая это, вычисляя интеграл по  $\theta$  методом перевала в окрестности точек  $\theta = \theta^*$ , интегрируя затем по  $u_m$ , и пренебрегая малыми членами порядка  $\lambda_j^{-1}$ , находим:

$$\int_{-v_j \sqrt{2a}}^{v_j \sqrt{2a}} du_m \overline{\left( \frac{\tilde{u}}{v_j} \right)^2 \frac{\partial f_j^{\theta}}{\partial \theta}} = \frac{r_0 v_j^d}{v_j \theta_0} \sqrt{2a} \lambda_j \left\{ \frac{\sqrt{2}}{6\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \sqrt{\Delta(\theta)} + \sqrt{\frac{\Delta_0}{2}} \right\},$$

$$\lambda_j = \ln \left( \frac{v_j \theta_0 \Delta_0^{3/2}}{r_0 v_j^*} \right) \gg 1. \quad (70)$$

Здесь первое слагаемое отражает вклад запертых частиц и зависит от явного вида функции  $\Delta(\theta)$ , тогда как второе, связанное с медленно пролетными частицами ( $z^2 \geq 2a\Delta_0/v_j^2$ ) не зависит от конкретного вида  $B(\theta)$  и определяется лишь относительной глубиной модуляции поля  $\Delta_0$ .\*

По поводу вычисления интеграла  $\int d\theta \sqrt{\Delta}$  следует сделать одно замечание. Выше при выводе формул (56) и далее мы неявно предполагали, что магнитное поле  $B$  имеет как функция угла  $\theta$  только один минимум при  $\theta = \theta_m$ , т. е., что имеется только одна группа частиц, запертых вблизи  $\theta = \theta_m$ . Если же поле  $B(\theta)$  имеет несколько минимумов, то вблизи каждого из них существуют запертые частицы и необходимо учесть вклад от всех этих частиц. Это нетрудно сделать, находя с помощью преобразования (56) функцию распределения для каждой из групп захваченных частиц и суммируя затем результат. В итоге мы получим формулу, подобную (70), где в области каждого минимума под  $B_{\min}$  следует понимать его локальное значение.

В качестве иллюстрации рассмотрим случай, когда магнитное поле имеет три максимума  $B_{\max}^{(1)} > B_{\max}^{(2)} > B_{\max}^{(3)}$ , причем значение  $B_{\max}^{(1)}$  соответствует углам  $\theta = \pm \pi$ , значение  $B_{\max}^{(2)}$  — углам  $\theta_1, \theta_2$  ( $\theta_1 < \theta_2$ ), а значение  $B_{\max}^{(3)}$  — углам  $\theta_3, \theta_4$  ( $\theta_3 < \theta_4$ ), и три минимума  $B_{\min}^{(1)} > B_{\min}^{(2)} > B_{\min}^{(3)}$  лежащие соответственно внутри интервалов  $[\theta_1 \theta_2]$ ,  $[\theta_3 \theta_4]$ ,  $[\theta_2 \theta_3]$  (Рис. 1). Тогда интеграл

\* Строго говоря это не совсем так, ибо под логарифм  $\lambda_i$  входит не  $\Delta_0^{3/2}$ , а некоторая комбинация  $\Delta_0$  и  $\frac{\partial^2 \Delta}{\partial \theta^2}$ , которая равна  $\Delta_0^{3/2}$  только, если  $\frac{\partial^2 \Delta}{\partial \theta^2} \sim \Delta_0$ .



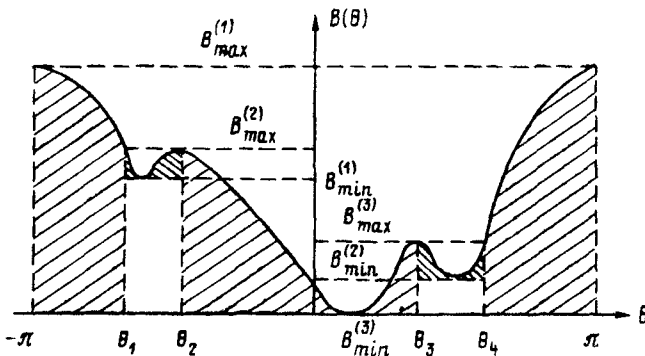


Рис. 1. Области интегрирования (заштрихованы) в магнитном поле с тремя максимумами

$\int_{-\pi}^{\pi} d\theta \sqrt{\Delta(\theta)}$  записывается в виде:

$$\int_{-\pi}^{\pi} d\theta \sqrt{\Delta(\theta)} = \left\{ \int_{-\pi}^{\theta_1} \left[ \frac{B - B_{\min}^{(3)}}{B_0} \right]^{1/2} d\theta + \int_{\theta_2}^{\theta_3} \left[ \frac{B - B_{\min}^{(3)}}{B_0} \right]^{1/2} d\theta + \right. \\ \left. + \int_{\theta_4}^{\pi} \left[ \frac{B - B_{\min}^{(3)}}{B_0} \right]^{1/2} d\theta + \int_{\theta_1}^{\theta_2} \left[ \frac{B - B_{\min}^{(1)}}{B_0} \right]^{1/2} d\theta + \int_{\theta_3}^{\theta_4} \left[ \frac{B - B_{\min}^{(2)}}{B_0} \right]^{1/2} d\theta \right\}. \quad (71)$$

На рис. 1 область интегрирования заштрихована.

Аналогичным образом этот интеграл записывается при произвольном количестве минимумов  $B(\theta)$ .

Для тороидальной ловушки с круглым сечением магнитных поверхностей  $\Delta_0 = \frac{2r}{R}$ ,  $\int_{-\pi}^{\pi} d\theta \sqrt{\Delta} = 4\sqrt{2} \left( \frac{r}{R} \right)^{1/2}$ .

Отметим здесь, что в работе [24] вклад, вносимый пролетными частицами, не был учтен. В результате, формулы (32, 33) работы [24] соответствуют учету только первого слагаемого в (70), т. е. отличаются от приведенных здесь численным множителем  $(1 + 3\pi/4)^{-1} \approx 0,3$ .

#### 4.1.2. Средние частоты соударений (область «плато»)

Обратимся теперь к случаю больших частот соударений, лежащих в интервале

$$\Delta_0^{3/2} \Theta_0 v_j \ll r_0 v_j^* \ll \Theta_0 v_j. \quad (72)$$

Поскольку функция распределения при этом максимальна в области скоростей  $\sqrt{2a} \gg u_m + V_0/\Theta_0 \gg \sqrt{a\Delta_0}$ , то в уравнении (60)

величину  $\tilde{u}$  можно положить равной  $u_m + V_0/\Theta_0$ . Разлагая затем функции  $\Delta(\theta)$  и  $f_j(\theta)$  в ряды Фурье по  $\theta$ ,

$$\Delta(\theta) = \sum_n \Delta_n \exp[in\theta], \quad f_j = \sum_n f_{jn} \exp[in\theta], \quad (73)$$

получаем для  $f_{jn}$  уравнение:

$$\frac{\partial^2 f_{jn}}{\partial z^2} - \frac{inzv_j^2}{ax_j} f_{jn} = -\frac{\Delta_n}{z^3}, \quad z = \frac{u_m \Theta_0 + V_0}{v_j \Theta_0}, \quad (74)$$

решение которого легко находится (см. например [26]) и имеет вид

$$f_{jn} = -\frac{\Delta_n}{2} \left\{ \frac{1}{z} - i\chi \left( \frac{ax_j}{nv_j^2}; z \right) \right\},$$

$$\chi(t, z) = \frac{t}{|t|} \int_0^\infty ds \exp \left\{ -|t| \frac{s^2}{3} + isz \frac{t}{|t|} \right\}, \quad (75)$$

причем при  $t \ll 1$   $\chi(t, z) \approx \pi \frac{t}{|t|} \delta(z) - \frac{t}{z}$ .

Таким образом, при условии (72), будем иметь:

$$\int_{-v_j \sqrt{2a}}^{v_j \sqrt{2a}} du_m \overline{\left( \tilde{u}^2 \frac{\partial f_j}{\partial \theta} \right)^\theta} \approx -v_j^3 \int_{-\infty}^{+\infty} dz 2a \overline{\left\{ \Delta(\theta) \frac{\partial f_j}{\partial \theta} \right\}^\theta} =$$

$$= \pi v_j \frac{\Theta_0}{|\Theta_0|} a \sum_n |n| |\Delta_n|^2. \quad (76)$$

Для токамака круглого сечения

$$\sum_n |n| |\Delta_n|^2 = \frac{1}{2} \left( \frac{r}{R} \right)^2. \quad (77)$$

#### 4.2. Процессы переноса в системах с очень малыми полоидальными полями

В предыдущем разделе был рассмотрен случай хотя и достаточно малых полоидальных полей, когда электрический дрейф уже необходимо учитывать, но все же не настолько малых, чтобы скорость  $V_0$  вращения частиц по малому азимуту  $x_2$  связанная с электрическим дрейфом, превышала соответствующую скорость  $v_j \Theta_0$ , связанную с тепловым движением (57). В принципе может реализоваться и обратный случай, когда  $v_j \Theta_0 \ll V_0$ . (78)

Однако в реальных установках с аксиально симметричными полями для основной компоненты ионов (а тем более, для электронов) неравенство (78) как правило, не выполняется. Оно может иметь место лишь для многозарядных ионов с большой массой (т. к.  $v_j \sim m_j^{-1/2}$ ). Хотя число таких ионов обычно весьма мало, они все же могут иногда оказывать влияние на

динамику всего процесса в целом. Поэтому представляет определенный интерес нахождение коэффициентов переноса и в условиях, когда выполняется неравенство (78). Расчет этих коэффициентов не представляет принципиальных трудностей. Учитывая, однако, что практический интерес представляет случай, когда относительное число тяжелых ионов мало, и следовательно, вклад их в полный термодиффузионный ток  $J_B$ , суммарную «вязкость»  $P$  и амбиполярный потенциал  $\Phi(x_1, x_2)$  пренебрежимо малы, мы приведем ниже лишь выражения для потоков частиц  $S_j$  и энергии  $\Pi_j$  тяжелых ионов.

При рассмотрении этого случая удобнее не пользоваться заменой переменных (55), а исходить непосредственно из уравнения (19) (с отброшенной, как и ранее, производной по времени). Учитывая условие (78) и ограничиваясь наименьшим порядком по параметру  $\Delta_0 = \frac{B_{\max} - B_{\min}}{B_0}$ , можно положить, что\*

$$\frac{\partial I}{\partial \theta} = \frac{\mu \bar{B} - 2a}{u \omega_j^0} \frac{\partial \Delta}{\partial \theta}, \quad \frac{\partial I}{\partial x_1} = -\frac{V_0}{u}, \quad St_{jk} = v_{jk}^d \hat{L} F_j, \quad (79)$$

$$u = \sigma \left\{ 2\varepsilon - \frac{2e_j}{m_j} \Phi_0(x_1) - 2\mu \bar{B} \right\}^{1/2}, \quad \bar{B} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\theta B(\theta).$$

С другой стороны, если предположить, что частоты столкновений достаточно малы так, что (ср. 53)

$$r_0 v_j^* \ll V_0, \quad (80)$$

то решение уравнения (19) легко найти методом итераций. Полагая  $F_j = F_j^{(0)} + F_j^{(1)} + F_j^{(2)}$  и пренебрегая в силу большой массы ионов слагаемыми, пропорциональными вихревому электрическому полю  $E^t$ , легко находим

$$\frac{\partial F_j^{(2)}}{\partial \theta} = \frac{r_0}{V_0} St_j (F_j^{(1)}), \quad F_j^{(1)} = \frac{u^2 + \mu \bar{B}}{\omega_j^0 V_0} \frac{\partial F_j^{(0)}}{\partial x_1}. \quad (81)$$

Подставляя эти выражения в (33), (34) и производя интегрирование по  $\mu$ , получаем [24]:

$$S_j = -\frac{4}{15} \{ A_j \langle a v_j^d \rangle_j + B_j \langle a^2 v_j^d \rangle_j \} \times \\ \times \left[ \frac{(B - \bar{B})^2}{B^2} \right]^\theta \frac{N_j^0 v_j^4}{(\omega_j^0 V_0)^2}, \quad (82)$$

$$\Pi_j = -\frac{4}{15} \{ A_j \langle a^2 v_j^d \rangle_j + B_j \langle a^3 v_j^d \rangle_j \} \times \\ \times \left[ \frac{(B - \bar{B})^2}{B^2} \right]^\theta \frac{N_j^0 T_j^0 v_j^4}{(\omega_j^0 V_0)^2}, \quad (83)$$

\* Поскольку используемая нами запись интеграла столкновений справедлива лишь, когда направленная скорость  $U_0$  много меньше тепловой, то в силу предложения (78) учет в интеграле столкновений членов пропорциональных  $U_{jk}$  приводит лишь к появлению малых поправок  $\sim \Theta_0 U_0 / V_0 \ll 1$

где величины  $A_j$  и  $B_j$  определены так же, как и в (60), символ  $\langle \dots \rangle_j$  — формулой (36), а частоты  $\nu_j^d = \sum_k \nu_{jk}^d$  — формулой (10).

Отсюда видно, что в очень слабых полоидальных полях «радиальное» электрическое поле приводит к существенному уменьшению потоков частиц и энергии, а запертые частицы практически не оказывают влияния на процессы переноса.

В общем случае вычисление величин  $\langle a^n \nu_j^d \rangle_j$ , входящих в (82) (83) требует использования численных методов. Если, однако, условия таковы, что  $\nu_j^d$  можно считать равным  $\nu_{jj}^d$  (один сорт примеси с достаточно большим зарядовым числом  $Z_j$ ), то эти величины вычисляются аналитически и равны [24]:

$$\begin{aligned} \langle a \nu_j^d \rangle_j &= \frac{3}{4} \nu_j^*, & \langle a^2 \nu_j^d \rangle_j &= \frac{27}{8} \nu_j^*, \\ \langle a^3 \nu_j^d \rangle_j &= \frac{39}{4} \nu_j^*. \end{aligned} \quad (84)$$

Следует отметить, что если отношение  $V_0/\theta_0 v_j$  не очень велико (порядка единицы), то в области малых частот соударений, когда выполняется неравенство (53) выражения для потоков имеют гораздо более сложный вид, и по порядку величины равны сумме потоков полученных в настоящем разделе, и потоков, найденных в предыдущем разделе, умноженных на малую величину порядка  $\exp\{-V_0^2/v_j^2 \Theta_0^2\}$  [26].

### 4.3. Процессы переноса в сильных полоидальных полях

Обратимся, наконец, к случаю больших полоидальных полей, когда электрический дрейф практически не влияет на характер дрейфового движения частиц с малой продольной скоростью  $u \sim \sqrt{2a}\Delta_0$  то есть, когда

$$\Delta_0^{1/2} v_j \Theta_0 \gg V_0. \quad (85)$$

При этом, как и в разделе 4.1. мы ограничимся областью малых частот соударений, удовлетворяющих условию (53), когда гидродинамическое приближение становится неприменимым.

В этом случае, учитывая неравенство (85) и принимая во внимание, что отклонение функции распределения от максвелловской оказывается наибольшим в области малых продольных скоростей,  $u \ll \sqrt{2a}$ , кинетическое уравнение (19) можно записать в виде:

$$\frac{u}{r_0} \left\{ \frac{1}{\omega_j^0} \frac{\partial u}{\partial \theta} \frac{\partial F_j^0}{\partial x_1} + \Theta_0 \frac{\partial F_j}{\partial \theta} \right\} = S t_j + \frac{e_j E_0}{T_j^0} u F_j^0, \quad (86)$$

где  $F_j^0$  — функция нулевого приближения (28), а  $E_0 = h_3 E_3 t$ .

#### 4.3.1. Малые частоты соударений

В области малых частот соударений, когда выполняется неравенство (66), уравнение (86) решается путем разложения ре-

шения по малому параметру  $\sim r_0 v_j^* / \Delta_0^{3/2} \Theta_0 v_j$ . Полагая

$$F_j = F_j^0 \left\{ 1 - \frac{u}{\omega_j^0 \Theta_0} \frac{\partial \ln F_j^0}{\partial x_1} + \bar{\Psi}_j + \tilde{\Psi}_j \right\}, \quad (87)$$

где  $\tilde{\Psi}_j \ll \bar{\Psi}_j$  переменная по азимуту  $\theta$  часть функции распределения, а  $\bar{\Psi}_j$  не зависит от азимута и определяется из условия периодичности функций  $\tilde{\Psi}_j(\theta)$ , подставляя (87) в (86) и сохраняя лишь члены наименьшего порядка по параметру  $\Delta_0$ , будем иметь

$$\frac{\partial \bar{\Psi}_j}{\partial \theta} = \frac{r_0 v_j^d}{\Theta_0} \left\{ \frac{1}{B_0} \frac{\partial}{\partial \mu} u \mu \frac{\partial \bar{\Psi}_j}{\partial \mu} + \frac{C_j}{\omega_j^0 \Theta_0} \right\}, \quad (88)$$

$$C_j = A_j + \frac{a}{v_j^2} B_j + \frac{\omega_{j0} \Theta_0}{v_j^2} \Psi_j^0,$$

где функции  $A_j$ ,  $B_j$  и  $\Psi_j^0$  определены соотношениями (59) (60). Решение этого уравнения хорошо известно [15, 23, 26]. Подставляя их в (33), (34), (51), получаем следующие выражения для средних потоков и производной потенциала:

$$S_j = - \frac{\langle v_j^d C_j \rangle_j}{2\pi} \left\{ \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \sqrt{1 - \frac{B}{B_{\max}}} + 0,32 \sqrt{\Delta_0} \right\} \frac{N_j^0 v_j^2}{(\omega_j^0 \Theta_0)^2}, \quad (89)$$

$$\Pi_j = - \frac{\langle a v_j^d C_j \rangle_j}{2\pi} \left\{ \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \sqrt{1 - \frac{B}{B_{\max}}} + 0,32 \sqrt{\Delta_0} \right\} \frac{N_j^0 T_j^0 v_j^2}{(\omega_j^0 \Theta_0)^2}, \quad (90)$$

$$\begin{aligned} \overline{\left\{ \left( \frac{B_0}{B} \right)^2 \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right\}^0} &= \left\{ \sum_j \frac{e_j^2 N_j^0}{T_j^0} \right\}^{-1} \sum_j \frac{\langle v_j^d C_j \rangle_j}{2\pi} \times \\ &\times \left\{ \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \sqrt{1 - \frac{B}{B_{\max}}} + 0,32 \sqrt{\Delta_0} \right\} \frac{2e_j N_j^0}{\omega_j^0 \Theta_0^2}. \end{aligned} \quad (91)$$

Средняя «вязкость» будет определяться, как и в случае слабых полоидальных полей, формулами (64), (65).

Отсюда видно, что в «сильном» полоидальном поле потоки имеют точно такую же функциональную зависимость, что и в случае слабого поля, и отличаются друг от друга лишь численным множителем порядка  $\lambda_j$ .

#### 4.3.2. Средние частоты соударений

В случае больших частот соударений, удовлетворяющих условию (72), уравнение решается аналогично тому, как это было сделано выше для случая слабых полей (см. раздел 4.1.2).

Полагая  $u = u_m - \frac{\mu B_0}{u_m} \Delta(\theta)$ , сохраняя в соответствии с нера-

венством (72) в правой части уравнения (88) производные функции  $\tilde{\Psi}_j$ , переходя от переменной  $\mu$  к  $u_m$  и разлагая функции  $\Delta$  и  $\tilde{\Psi}_j$  в ряд Фурье по  $\theta$  получаем:

$$in\tilde{\Psi}_{jn} = \frac{r_0 v_j^d \mu B_0}{\Theta_0 u_m} \left\{ \frac{\partial^2 \Psi_{jn}}{\partial u_m^2} + \frac{2\mu B_0 \Delta_n}{u_m^3} \frac{\partial \tilde{\Psi}_j}{\partial u_m} \right\}, \quad (92)$$

$$\tilde{\Psi}_j = \frac{u_m C_j}{\omega_j^0 \Theta_0}.$$

Это уравнение с точностью до обозначений совпадает с уравнением (74) рассмотренным выше. Подставляя найденное там решение в формулы (33), (34), (51), находим

$$S_j = -\frac{v_j |\Theta_0|}{r_0} \langle a^{1/2} C_j \rangle_j \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \frac{N_j^0 v_j^2}{(\omega_j^0 \Theta_0)^2} \sum_n |n| |\Delta_n|^2, \quad (93)$$

$$\Pi_j = -\frac{v_j |\Theta_0|}{r_0} \langle a^{3/2} C_j \rangle_j \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \frac{N_j^0 T_j^0 v_j^2}{(\omega_j^0 \Theta_0)^2} \sum_n |n| |\Delta_n|^2, \quad (94)$$

$$\begin{aligned} & \left\{ \left( \frac{B_0}{B} \right)^2 \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right\}^{\theta} = \\ & = \left\{ \sum_j \frac{e_j^2 N_j^0}{T_j^0} \right\}^{-1} \sum_j \frac{v_j |\Theta_0|}{r_0} \frac{\pi}{\sqrt{2}} \langle a^{-1/2} C_j \rangle_j \frac{e_j N_j^0}{\omega_j^0 \Theta_0^2} \sum_n |n| |\Delta_n|^2. \quad (95) \end{aligned}$$

Средняя вязкость, как и в случае малых частот соударений, определяется выражением (64).

Итак, учитывая, что выражения (61) — (63) в случае средних частот соударений (72) совпадают с (93) — (95), а в случае малых частот соударений отличаются лишь численным множителем, мы видим, что задача нахождения средних потоков частиц  $S_j$  энергии  $\Pi_j$ , вязкости  $P$ , энерговыделения  $Q_j$ , проводимости  $\sigma_{нк}$ , направленных скоростей  $\bar{U}_j^0$  и термодиффузионного тока  $J_B$  свелась к вычислению численных коэффициентов типа  $\langle a^{s v_j^d} C_j \rangle_j$ .

При этом следует подчеркнуть, что поскольку в нулевом приближении по параметрам  $\Delta_0$  и  $\frac{m_e}{m_i}$  выражение (59) принимает вид (см. (49)):

$$\Psi_j^0 = \hat{U}_0 + \frac{e_j E_0}{m_j} \alpha_e \delta_{je}; \quad \delta_{je} = \begin{cases} 1 & \text{при } j = e, \\ 0 & \text{при } j \neq e, \end{cases} \quad (96)$$

то в первом приближении по  $\Delta_0$  все полученные формулы, включая ток проводимости, но исключая термодиффузионный ток, справедливы и для многокомпонентной плазмы.

## 5. УРАВНЕНИЯ БАЛАНСА ЧАСТИЦ И ЭНЕРГИИ (СВОДКА ОКОНЧАТЕЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ)

В настоящем разделе мы приведем окончательную систему уравнений, определяющих временную и пространственную эволюцию плотности и температуры различных компонент плазмы, кратко прокомментируем их, и дадим таблицу значений численных коэффициентов, входящих в эти уравнения. При этом для электронной компоненты плазмы эти коэффициенты оказываются справедливыми и в случае многокомпонентной плазмы, тогда как для ионов их численные значения найдены лишь в случае, когда определяющую роль играют столкновения между ионами одного и того же сорта, то есть, когда можно считать, что  $v_{\perp} \approx v_{j\perp}$ .

Для нахождения некоторых из этих коэффициентов были использованы интегралы, вычисленные в работе [24], другие были рассчитаны О. Е. Хадиным на ЭВМ; точность расчетов не превышала  $1 \div 3\%$ .

Итак, опуская индекс «0» у плотности  $N_j^0$ , температуры  $T_j^0$  и потенциала  $\Phi_0$  и учитывая, что в наимизшем порядке по параметру  $\Delta_0 = (B_{\max} - B_{\min})/B_0$  функцию  $\Psi_j^0$  (59), входящую в выражение (60) для  $C_j$ , можно с помощью (49) выразить через величину  $\hat{U}_0$ , равную в этом приближении средней скорости плазмы  $U_0$ , систему уравнений баланса частиц и энергии можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial N_j}{\partial t} + \frac{1}{r_0} \frac{\partial}{\partial x_1} r_0 S_j = 0, \quad (97)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} N_j T_j + \frac{1}{r_0} \frac{\partial}{\partial x_1} r_0 \Pi_j = -e_j \frac{\partial \Phi}{\partial x_1} S_j + (e_j N_j U_0 + J \delta_{ej}) E_0 + Q_j', \quad (98)$$

$$J = \sigma_{\text{нк}} E_0 + J_{\text{в}} \quad (E_0 = h_3 E^t), \quad (99)$$

$$\rho \frac{\partial U_0}{\partial t} + \frac{\partial U_0}{\partial x_0} \sum_j m_j S_j = \frac{1}{r_0} \frac{\partial}{\partial x_1} r_0 \frac{V_0^*}{\Theta_0} \sum_j m_j S_j, \quad (100)$$

$$\sum_j e_j S_j = 0, \quad \sum_j e_j N_j = 0 \quad (101)$$

где  $\delta_{je}$  символ Кронекера,  $\rho = \sum_j m_j N_j$  — плотность массы,  $r_0 = \frac{1}{2\pi} \oint h_1 h_2 h_3 dx_2$  — эффективный радиус, а  $V_0^*$  — средняя скорость плазмы по малому азимуту  $x_2$ , определяемая из условия амбиполярности (101) и связанная с «радиальным» электрическим полем  $E_1^a = -h_1^{-1} \frac{\partial \Phi}{\partial x_1}$  и продольной скоростью  $U_0$  следующим образом:

$$V_0^* = V_0 + \Theta_0 U_0, \quad V_0 = \frac{c}{B_0} \frac{\partial \Phi}{\partial x_1}. \quad (102)$$

Наконец, величина  $Q_j^*$  введена нами чисто формально, чтобы учесть обмен энергией при столкновениях между частицами различного сорта (например, электронами и ионами), который не описывается модельным интегралом столкновений (10), и другие механизмы потерь. Выражение для  $Q_j^*$  известно, оно не зависит от магнитного поля, и мы его приводить здесь не будем. Аналогичные слагаемые следует вообще говоря, учитывать и в уравнении для средней скорости (100).

Уравнения (97)—(99) при заданных  $S_j$ ,  $\Pi_j$ ,  $J_V$  и  $\sigma_{\text{внк}}$  определяют пространственно-временную зависимость плотности и температуры, а уравнения (100) и (101) необходимы для определения средней скорости плазмы  $U_0$  и «радиального» электрического поля (или  $V_0^*$ ), от которых в свою очередь зависят потоки  $S_j$ ,  $\Pi_j$  и термодиффузионный ток  $J_V$ .

Выражения для всех этих величин были найдены в предыдущем разделе, и мы приведем их здесь в форме более удобной для практических целей. Предварительно заметим, что поскольку в реальных условиях в зависимости от относительной величины частоты столкновений и поперечного поля различные компоненты плазмы могут находиться в разных режимах диффузии (см. предыдущий раздел), от чего в частности зависит величина амбиполярного электрического поля, то нам кажется более удобным не исключать его величину заранее, а привести отдельные выражения для потоков  $S_j$  и  $\Pi_j$  как функции  $V_0^*$ . Кроме того, нам представляется не логичным выделять, как это делается в некоторых работах (например [31, 37]), из потока тепла  $\Pi_j$  часть равную  $\frac{5}{2} T_j S_j$ , ибо остаток при этом оказывается зависящим не только от производной температуры  $\partial T_j / \partial x_1$  (как это имеет место в гидродинамике), но и от производной плотности  $\partial N_j / \partial x_1$  и, таким образом, не определяет собственно коэффициент теплопроводности. В соответствии с этим ниже будут приведены выражения для полных потоков  $\Pi_j$ .

### 5.1. Малые частоты столкновений

$$(r_0 v_j^* \ll \Delta_0^{3/2} \Theta_0 v_j, V_0^* \ll \Theta_0 v_j)$$

В этой области плотностей и температур для не очень «слабого» поперечного поля, когда  $V_0^* \ll \Theta_0 v_j$ , выражения для потоков можно представить в виде:

$$S_j = -\frac{cE_0}{\Theta_0 B_0} N_j k_\delta c_1 \delta_{je} - v_j^* N_j \frac{\rho_j^2}{\Theta_0^2} k_\delta \left\{ a_1^{(j)} \left[ \frac{\partial \ln N_j}{\partial x_1} - \frac{\omega_j^0}{v_j^2} V_0^* \right] + b_1^{(j)} \frac{\partial \ln T_j}{\partial x_1} \right\}, \quad (103)$$

$$\Pi_j = -\frac{cE_0}{\Theta_0 B_0} N_j T_j k_\delta c_2 \delta_{je} -$$



$$-v_j^* N_j T_j \frac{\rho_j^2}{\Theta_0^2} k_\delta \left\{ a_2^{(j)} \left[ \frac{\partial \ln N_j}{\partial x_1} + \frac{\omega_j^0}{v_j^2} V_0^* \right] + b_2^{(j)} \frac{\partial \ln T_j}{\partial x_1} \right\}, \quad (104)$$

$$J_B = c \frac{N_e T_e}{\Theta_0 B_0} k_\delta \left\{ c_1 \left[ \frac{\partial \ln N_e}{\partial x_1} + \frac{\omega_e^0}{v_e^2} V_0^* \right] + d \frac{\partial \ln T_e}{\partial x_1} \right\}, \quad (105)$$

$$\sigma_{\text{нк}} = \sigma_0 (1 - k_\delta f), \quad (106)$$

где коэффициенты  $a_n^{(j)}$ ,  $b_n^{(j)}$ ,  $c_n$ ,  $d$ ,  $f$  и  $\sigma_0$  представляют собой интегралы от некоторых комбинаций частот соударений

$$\begin{aligned} a_n^{(j)} &= 1,08 \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \frac{\langle a^{n-1} v_j^d \rangle_j}{v_j^*}, & b_n^{(j)} &= a_{n+1}^{(j)} - \frac{3}{2} a_n^{(j)}, \\ c_n &= 1,08 \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \langle a^{n-1} \alpha_e v_e^d \rangle_e, & d &= c_2 - \frac{3}{2} c_1, \\ f &= 1,08 \frac{3\sqrt{2}}{\pi} \frac{\langle \alpha_e^2 v_e^d \rangle_e}{\langle \alpha_e \rangle_e}, & \sigma_0 &= \frac{2}{3} \frac{e_e^2 N_e}{m_e} \langle \alpha_e \rangle_e, \end{aligned} \quad (107)$$

величины  $v_{jk}^{d,s}$  определены формулами (10),  $v_j^{d,s} = \sum_k v_{jk}^{d,s}$ ,  $\alpha_e = \frac{1}{v_e^s} \left[ 1 + v_{ee}^s \left\langle \frac{v_{ee}^s}{v_e^s} \right\rangle_e / \left\langle v_{ee}^s \left( 1 - \frac{v_{ee}^s}{v_e^s} \right) \right\rangle_e \right]$ , а символ  $\langle \psi \rangle_j$  означает интеграл:

$$\langle \psi \rangle_j = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty a^{3/2} \psi(a v_j^2) e^{-a} da. \quad (108)$$

Коэффициент  $k_\delta$  учитывает структуру магнитного поля и равен

$$k_\delta = \begin{cases} 0,92 \lambda_j \left\{ \frac{\pi}{8} \sqrt{\frac{\Delta_0}{2}} + \frac{\sqrt{2}}{48} \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \sqrt{\Delta(\theta)} \right\} \\ \text{при } \Theta_0 v_j \gg V_0 \gg \Delta_0^{1/2} \Theta_0 v_j, \\ \left\{ \frac{0,92}{4\sqrt{2}} \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \sqrt{1 - \frac{B(\theta)}{B_{\max}}} + 0,08 \sqrt{\frac{\Delta_0}{2}} \right\} \\ \text{при } V_0 \ll \Delta_0^{1/2} \Theta_0 v_j, \end{cases} \quad (109)$$

причем для токамака с круглым сечением магнитных поверхностей  $k_\delta$  принимает значения равные  $0,515 \lambda_j \left( \frac{r}{R} \right)^{1/2}$  и  $\left( \frac{r}{R} \right)^{1/2}$  соответственно, где величина  $\lambda_j$  определена формулой (70). Во избежание недоразумений укажем еще раз, что  $\rho_j^2 = \frac{v_j^2}{\omega_j^2} = c T_j / e_j B_0$ , а частоты столкновений  $v_j^*$  определены согласно (54).

Следует отметить, что формулы (103)–(106) записаны в предположении, что отношение  $m_e v_e^* / m_i v_i^* \ll 1$ , в соответствии с чем в выражениях для ионных потоков мы пренебрегли влиянием вихревого электрического поля  $E_0$ . Кроме того, в то вре-

мя как выражения (103)—(105) и (106) справедливы и для многокомпонентной плазмы, выражение для термодиффузионного тока (106), полученное из (46), справедливо, строго говоря лишь в случае двухкомпонентной плазмы. Однако, можно ожидать, что при относительно малом количестве примесей, когда плотность основных ионов  $N_{i0}$  много больше плотности примесных ионов  $N_{im}$ , выражение (106) для термодиффузионного тока по порядку величины не изменится и в случае многокомпонентной плазмы ( $i=i_0, i_1, i_2 \dots i_m$ ).

Коэффициенты, относящиеся к электронной компоненте плазмы без труда могут быть рассчитаны и при наличии произвольного количества и состава примесей, влияние которых сказывается лишь через эффективный заряд примесей  $Z^* = \sum_i Z_i^2 \frac{N_i}{N_e}$ .

Таблица 1

Численные значения коэффициентов в формулах (103—106)

$Z^*$	1	2	3	$Z^*$	$Z^* \gg 1$
$a_1^{(e)}$	3,16	5,22	7,28	2,063 (0,53+ $Z^*$ )	2,063 $Z^*$
$a_2^{(e)}$	3,52	5,58	7,65	2,063 (0,707+ $Z^*$ )	2,063 $Z^*$
$b_1^{(e)}$	-1,21	-2,24	-3,27	-2,063 (0,088+ $Z^*/2$ )	-1,032 $Z^*$
$b_2^{(e)}$	2,12	3,16	4,19	2,063 (0,53+ $Z^*/2$ )	1,032 $Z^*$
$c_1$	2,50	1,97	1,81		1,46
$c_2$	4,50	4,08	3,9		3,65
$d$	0,70	1,12	1,19		1,46
$f$	2,00	1,64	1,54		1,46
$a_1^{(i)}$	1,09			1,09	
$a_2^{(i)}$	1,46			1,46	
$b_1^{(i)}$	-0,18			-0,18	
$b_2^{(i)}$	1,09			1,09	

Численные значения этих коэффициентов для различных  $Z^*$  приведены в таблице 1. При этом коэффициенты  $c_n$ ,  $d$  и  $f$  рассчитаны только для четырех значений  $Z^*=1, 2, 3, \infty$ , а коэффициенты  $a_n^{(e)}$  и  $b_n^{(e)}$  для произвольного значения  $Z^*$ . Что же касается величины  $\sigma_0$ , которая должна давать нам обычную классическую проводимость, то следует отметить, что вычисление  $\sigma_0$  с помощью формулы (107) дает для нее при небольших значениях  $Z^*$  несколько завышенное значение. А именно, если обозначить через  $\sigma_k$  классическое значение проводимости, приведенное, например, в [49], то при  $Z^*=1$   $\sigma_0=1,1 \sigma_k$ . Такое различие не удивительно, если учесть что в использованном нами модельном интеграле столкновений мы пренебрегли производными по энергии. Следовательно, его использование оправдано,

строго говоря, лишь в случае, когда основной вклад дают поправки к функции распределения, зависимость которых от угла  $\theta' = \arccos \frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{v}}{Bv}$  гораздо более сильная, чем от энергии  $v^{2*}$ ).

Поскольку нашей задачей является определение неоклассических коэффициентов, существенно связанных со структурой поля, то значение  $\sigma_0$  мы здесь приводить не будем.

Коэффициенты, относящиеся к ионным компонентам плазмы в принципе также без труда могут быть найдены, но значения их будут, вообще говоря, зависеть от количества и состава примесей. Поэтому мы привели значения этих коэффициентов, найденные лишь в случае, когда определяющую роль играют столкновения между ионами одного и того же сорта, то есть, когда  $v_j^d \approx v_{j,j}^d$ . Этот случай может иметь место, когда количество примесей относительно мало, так, что  $Z^* \approx Z_0$  и они сильно различаются по массе ( $N_{i,0} \gg Z_1^2 N_{i,1} \gg Z_2^2 N_{i,2} \dots Z_m^2 N_{i,m}$ ;  $m_{i,0} \ll m_{i,1} \ll m_{i,2} \dots m_{i,m}$ ).

Если положить  $Z^* = 1$  и, используя условие амбиполярности диффузии (102), исключить из выражений (103) — (106) величину

$$V_0^* = -\frac{v_j^2}{\omega_j^0} \left\{ \frac{\partial \ln N_i}{\partial x_1} - 0,17 \frac{\partial \ln T_i}{\partial x_1} \right\}, \text{ то при } V_0 \ll \Delta_0^{1/2} \theta_0 V_j \text{ для}$$

токамака круглого сечения ( $k_\delta = (r/R)^{1/2}$ ) выражения для потоков частиц тепла проводимости и термодиффузионного тока будут совпадать в пределах ошибки вычислений ( $\leq 3\%$ ) с найденными в работе [31].

## 5.2. Средние частоты столкновений

$$(\Delta_0^{3/2} \theta_0 v_j \ll r_0 v_j^* \ll \theta_0 v_j, V_0^* \ll \theta_0 v_j).$$

В этой области плотностей и температур, но также при условии  $V_0^* \ll \theta_0 v_j$ , выражения для потоков могут быть получены из (103) — (108) заметной величиной  $1,08 \frac{2\sqrt{2}}{\pi} k_\delta v_j^d$  на  $\frac{\pi}{4\sqrt{2}} \frac{v_j |\theta_0|}{r_0} a^{1/2} k_{\text{пл}}$ , где коэффициент  $k_{\text{пл}}$ , учитывающий геометрию магнитного поля равен:

$$k_{\text{пл}} = 2 \sum_n |n| |\Delta_n|^2, \quad \Delta_n = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{B}{B_0} e^{in\theta} d\theta. \quad (110)$$

Имея в виду, однако, в определенной степени прикладной характер настоящего раздела мы позволим себе привести здесь явные выражения для  $S_j$ ,  $\Pi_j$ ,  $J_B$   $\sigma_{\text{нк}}$  и входящих в них численных коэффициентов.

\*) Либо в случае  $Z^* \gg 1$ , когда влияние электрои-электронных столкновений несущественно (в этом случае  $\sigma_0 = \sigma_A$ )

Они имеют вид:

$$S_j = -\frac{v_j |\theta_0|}{r_0 v_e^0} N_e \frac{cE_0}{\theta_0 B_0} k_{\text{пл}} \hat{c}_1 \delta_{ej} - \frac{v_j |\theta_0|}{r_0} N_j \frac{\rho_j^2}{\theta_0^2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left\{ \frac{\partial \ln N_j}{\partial x_1} + \frac{\omega_j^0}{v_j^2} V_0^* + 1,5 \frac{\partial \ln T_j}{\partial x_1} \right\} k_{\text{пл}}, \quad (111)$$

$$\Pi_j = -\frac{v_j |\theta_0|}{r_0 v_e^*} N_e T_e \frac{cE_0}{\theta_0 B_0} k_{\text{пл}} \hat{c}_2 \delta_{ej} - \frac{v_j |\theta_0|}{r_0} N_j T_j \frac{\rho_j^2}{\theta_0^2} 3 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left\{ \frac{\partial \ln N_j}{\partial x_1} + \frac{\omega_j^0}{v_j^2} V_0^* + 2,5 \frac{\partial \ln T_j}{\partial x_1} \right\} k_{\text{пл}}, \quad (112)$$

$$J_B = -c \frac{N_e T_e v_e |\mu_0|}{\theta_0 B_0 r_0 v_e^*} \left\{ \hat{c}_1 \left[ \frac{\partial \ln N_e}{\partial x_1} + \frac{\omega_e^0}{v_e^2} V_0^* \right] + \hat{d} \frac{\partial \ln T_e}{\partial x_1} \right\} k_{\text{пл}} \quad (113)$$

$$\sigma_{\text{нк}} = \sigma_0 \left( 1 - k_{\text{пл}} \frac{v_e |\theta_0|}{r_0 v_e^*} \hat{f} \right), \quad (114)$$

где величины  $\hat{c}_n$ ,  $\hat{d}$ ,  $\hat{f}$ ,  $\sigma_0$  определены следующим образом:

$$\hat{c}_n = \frac{\pi v_e^*}{4\sqrt{2}} \langle a^{n-0,5} \alpha_e \rangle_e, \quad \hat{d} = \hat{c}_1 - \frac{3}{2} \hat{c}_2, \\ \hat{f} = \frac{3\pi v_e^*}{8\sqrt{2}} \frac{\langle a^{1/2} \alpha_e^2 \rangle_e}{\langle \alpha_e \rangle_e}, \quad \sigma_0 = \frac{2}{3} \frac{e e^2 N_e}{m_e} \langle \alpha_e \rangle_e. \quad (115)$$

Так же как и в предыдущем разделе формулы (111)–(115) получены в предположении, что отношение  $m_e v_e^* / m_i v_i \ll 1$ , и при условии, что влиянием вихревого электрического поля на поведение ионной компоненты плазмы можно пренебречь, то — есть  $\beta_0^{(i)} = 4\pi N_i T_i / \theta_0^2 B_0^2 \ll m_i v_i^* / m_e v_e^*$ .

Численные значения коэффициентов (115) сведены в таблицу 2 и вычислены для значений  $Z^* = 1, 2, 3$  и  $\infty$ .

Таблица 2

Численные значения коэффициентов в формулах (111–115)

$Z^*$	1	2	3	$Z^* \rightarrow \infty$
$\hat{c}_1$	2,28	1,35	0,99	3,88/ $Z^*$
$\hat{c}_2$	8,86	5,55	4,14	17,4/ $Z^*$
$\hat{d}$	5,44	3,52	2,67	11,6/ $Z^*$
$\hat{f}$	2,40	1,83	1,52	8,86/ $Z^*$

Для токамака круглого сечения и  $Z^* = 1$  эти коэффициенты с точностью до 10–15% совпадают с приведенными в обзоре [38]. Имеющиеся различия связаны, по-видимому, с тем, что точность расчетов этих коэффициентов в [38], как утверждают сами авторы, была порядка 10%.

Что же касается уравнения (100) для продольной скорости, то как уже отмечалось выше (см. раздел 4) оно справедливо лишь для достаточно малых тороидальных отношений  $\Delta_0 \ll \ll 20 \sqrt{\frac{me}{me}} \sim 0,5$  для более крутых торов следует пользоваться результатами работы [25] (см. ф-лу (65)). Кроме того, в это уравнение следует включить слагаемые, учитывающие другие механизмы потерь импульса, имеющие место в реальном эксперименте (например, перезарядку).

В случае очень слабых полоидальных полей, когда  $\theta_0 v \ll V_0$ , а  $\alpha_0 v_j^* \ll V_0$  выражения для потоков частиц и энергии вместе с входящими в них коэффициентами приведены в разделе 4.2 (формулы (82)—(84)) и мы их здесь повторять не будем.

Строго говоря, к приведенным выше выражениям для потоков  $S_j$  и  $\Pi_j$  (см. формулы (103), (104) и (111), (112)), учитываемым, как это следует из их вывода, лишь вклад от запертых частиц («банановая» область) или медленно пролетных частиц (область «плато»), следует добавить еще потоки, связанные с быстро пролетными частицами. В случае слабой модуляции магнитного поля, когда  $\Delta_0 \ll 1$ , эти добавочные потоки малы и по порядку величины совпадают с найденными в гидродинамическом приближении (см. например [6]).

Любопытно отметить также, что в приведенных выше выражениях для ионных потоков частиц и тепла отсутствуют слагаемые, пропорциональные вихревому электрическому полю  $E_0$ , и описывающие неоклассический пинч-эффект. Формально это явилось результатом соотношения (96), а физически связано с тем, что электрическая сила  $e_j E_0$ , действующая на запертые ионы, компенсируется силой трения между ними и пролетными электронами.

Укажем, наконец, что, если на частицы плазмы действуют силы  $F_j$  какой-либо другой природы, направленные вдоль магнитного поля и слабо зависящие от малого азимута  $x_2$ , то полученные выше формулы остаются справедливыми и в этом случае, если заменить в них  $E_0$  на  $F_e/e_e$ , а в правую часть уравнения (100) для продольной скорости плазмы  $U_0$  добавить слагаемое, равное  $\sum_j N_j F_j$ .

Более или менее детальный анализ уравнений баланса требует включения в них дополнительных слагаемых, не зависящих от структуры магнитного поля и учитывающих различные механизмы рождения и потерь, имеющие место в реальном эксперименте (ионизация, рекомбинация, перезарядка, излучение и т. д.). Решение подобной задачи отнюдь не тривиально, требует, как правило, привлечения численных методов и выходит за рамки настоящей статьи.

В заключение скажем несколько слов о диффузии в многокомпонентной плазме.

В общем случае направление и скорость диффузии каждой компоненты определяются как величиной амбиполярного электрического поля, т. е.  $V_0$ , так и режимом диффузии (по частоте столкновений и полоидальному полю), в котором находится та или иная компонента. Однако для тех сортов ионов, для которых начальная (т. е. при  $V_0^* = 0$ ) скорость диффузии сильно превышает скорость амбиполярной диффузии всей плазмы, сравнительно быстро устанавливается распределение, удовлетворяющее условию

$$\frac{\partial}{\partial x_1} \ln N_i T_i^{\beta_i} = \frac{e_i B_0}{c T_i} V_0^*; \quad \beta_i = \frac{b_1^{(i)}}{a_1^{(i)}}. \quad (116)$$

В области «плато» (средние частоты столкновений) коэффициент  $\beta_i$  не зависит от параметров ионной компоненты и равен 1,5. В случае же очень малых полоидальных полей (см. формулу (84))  $\beta_i = 0,75$ .

Отсюда в частности следует, что поскольку коэффициент  $\beta_i$  слабо зависит от  $Z_i$ , то примеси с большими зарядовыми числами  $Z_i$  имеют тенденцию концентрироваться в центре разряда, а с малыми на периферии. Распределение же примесей с не очень сильно различающимися  $Z_i$  зависит от коэффициентов  $\beta_i$ , которые, в свою очередь, зависят от того, в каком режиме диффузии находятся та или иная компонента.

Более детальный анализ этого вопроса требует решения системы уравнений (97)—(101).

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше на примере аксиально-симметричных, магнитных ловушек мы попытались кратко изложить полученные за последние годы результаты, касающиеся неоклассической теории процессов переноса. Хотя этот пример и является в какой-то мере частным и не охватывает всего разнообразия явлений, он все же отражает основные идеи теории и общую методику расчетов. К сожалению, в силу обширности вопроса и ограниченности объема статьи, даже ограничившись одним частным случаем, мы вынуждены были опустить не только детали расчетов, но и ряд других интересных вопросов. Так, например, полученные нами формулы справедливы лишь в определенных предельных случаях и не охватывают всей области частот соударений. Естественно однако, что линейная по частоте соударений зависимость коэффициентов переноса в «банановой области» должна плавно переходить в область плато. В свою очередь, независимость коэффициентов переноса от  $v_j^*$  в области промежуточных частот столкновений также несколько условная, ибо мы уч-

ли лишь вклад от медленно пролетных частиц, который в этой области является доминирующим и пренебрегли вкладом быстропролетных частиц, который приводит к поправкам того же порядка, что и гидродинамические коэффициенты переноса. Таким образом, приведенные нами формулы становятся неприменимыми на границах рассмотренных областей, хотя и правильно отражает порядок величины. Расчеты коэффициентов переноса для этих переходных областей хотя и громоздки, но при определенных предложениях могут быть выполнены, в результате чего были получены интерполяционные формулы, приближенно справедливые для всей области соударений [37]. Простейшая аппроксимация состоит в замене коэффициентов  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$ ,  $f$  на выражения типа  $A/(1+Bv,^*)$ . Коэффициенты  $A$  и  $B$  подбираются так, чтобы в соответствующих предельных случаях получались правильные результаты.

Кроме того, мы недостаточно внимания уделили вопросу о пределах применимости полученных уравнений баланса. Хотя в определенной степени ответ на него следует из самой методики расчета, хотелось бы все же сделать два замечания. Во-первых, использование усредненных по магнитной поверхности коэффициентов переноса и рассмотрение процессов как диффузионных предполагает, что за время между двумя последовательными эффективными столкновениями смещение частицы от магнитной поверхности много меньше характерного радиуса неоднородности плотности и температуры. В противном случае усреднение не имеет физического смысла и перенос будет носить не диффузионный, а конвективный характер. Во-вторых, при решении кинетического уравнения мы пренебрегли производной по времени, то-есть считали, что время изменения макроскопических величин много больше всех остальных характерных времен задачи (периодов дрейфового движения частиц и времен между столкновениями). Следовательно, полученные таким образом уравнения, вообще говоря, неприменимы для описания процессов установления, характеризующих частотами, сравнимыми с частотами столкновений, таких, например, как обмен энергией между ионами различного сорта, установление термодиффузионного тока, выравнивание продольных скоростей различных компонент плазмы и т. д.

Наконец, мы совершенно не касались вопроса о возможности возникновения так называемых  $E$ -бананов [50], а также о влиянии на процессы переноса регулярных плазменных колебаний [51], или нарушения аксиальной симметрии, возникающего, например, в результате слабой модуляции продольного поля [52, 53]. Не упомянули мы, по-видимому, и о многих других, может и не столь принципиальных, но практически важных вопросах. Хотя основы теории построены, но она непрерывно развивается и каждый год приносит что-либо новое.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Чепмен С., Каулинг Т.* «Математическая теория неоднородных газов». ИИЛ, Москва, 1960 г.
2. *Ротов Д. Д., Ступаков Г. В.* «Письма ЖЭТФ», 1977, 25, 182—185; «Физика плазмы», 1978, 4, 501—520; «ДАН СССР», 1978, 240, 1086—1089
3. *Kadomtsev V. B., Pogutse O. P.* 7th Int. Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics, Innsbruck 1978, report IAEA, CN—37/0—1
4. *Кадомицев Б. Б., Погуце О. П.* В сб. Вопросы теории плазмы. Атомиздат, 1967, т. 5, 209—349
5. *Kadomtsev V. B., Pogutse O. P.* Nuclear Fusion 1971, 11, 67—91
6. *Kovrizhnykh L. M.* «Nuclear Fusion», 1974, 14, 715—725
7. *Коврижных Л. М., Сахаров А. С.* «Краткое сообщ. по физике», 1974, № 9, 25—28
8. *Жданов В. М., Юшманов П. Н.* «Физика плазмы», 1977, 3, 1193—1201
9. *Рожанский В. А., Цендин Л. Д.* «Физика плазмы», 1979, 5, 771—776; 1257—1963
10. *Рожанский В. А.* «Физика плазмы», 1980, 6, 850—859
11. *Гамм И. Е.* Сб. Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. Изд. АН СССР, 1958, т. 1, 31—41
12. *Будкер Г. И.* Там же, т. 1, 66—76
13. *Pfirsich D., Schluter A.* Report of the Max-Planck-Institute, Munich, МРА/РА/7/62
14. *Шафранов В. Д.* «Атомная энергия», 1965, 19, 120—125
15. *Галеев А. А., Сагдеев Р. З.* «ЖЭТФ», 1967, 53, 359—371
16. *Galeev A. A., Sagdeev R. Z., Furth H. P., Rosenbluth M. N.* «Phys. Rev. Letters», 1969, 22, 511—515
17. *Коврижных Л. М.* «ЖЭТФ», 1969, 56, 877—889
18. *Hinton F. L., Oberman G. R.* «Nucl. Fusion», 1969, 9, 319—328
19. *Ware A. A.* «Phys. Rev. Lett.», 1970, 25, 916—920
20. *Галеев А. А.* «ЖЭТФ», 1970, 59, 1378—1393
21. *Kovrizhnyki L. M., Rutherford P. H., Rosenbluth M. N., Hinton F. L.* «Phys. Rev. Lett.», 1970, 25, 1090—1097
22. *Bickerton R. J., Connor J. W., Taylor J. B.* «Nature Phys. Science», 1971, 229, 110—123
23. *Rutherford P. H.* «Phys. Fluids», 1970, 13, 482—497
24. *Коврижных Л. М.* Труды Международной конференции по физике плазмы и контролируемому синтезу. Доклад CN—28/c—5, США, Мэдисон, 1971; «ЖЭТФ», 1972, 62, 1346—1361
25. *Rosenbluth M. N., Rutherford P. H., Taylor J. B., Frieman E. A., Kovrizhnykh L. M.* Там же, доклад CN—28/c—12
26. *Kovrizhnykh L. M.* Transport processes in toroidal magnetic traps. Internal report. IC/70/86, IC/70/123, IC/70/124, International Center for theoretical Physics. Trieste (1970)
27. *Stringer T. E.* «Phys. Rev. Lett.», 1969, 22, 770—775; «Phys. Fluids», 1970, 13, 399—415
28. *Галеев А. А.* «Письма ЖЭТФ», 1969, 10, 353—357
29. *Pogutse O. P.* «Nuclear Fusion», 1970, 10, 399—413
30. *Frieman E. A.* «Phys. Fluids», 1970, 13, 490—584
31. *Rosenbluth M. N., Hazeltine R. D., Hinton F. L.* «Phys. Fluids», 1972, 15, 116—141
32. *Glasser A. H., Thompson W. B.* «Phys. Fluids», 1973, 16, 95—106
33. *Bernstein I. B.* «Phys. Fluids», 1974, 17, 574—591
34. *Connor J. W.* «Plasma Physics», 1973, 15, 765—782
35. *Rutherford P. H.* «Phys. Fluids», 1974, 17, 1782—1802
36. *Hirshman S. P., Sigmar D. J., Clarke J. F.* «Phys. Fluids», 1976, 19, 656—667
37. *Hinton F. L., Hazeltine R. D.* «Rev. Mod. Phys.», 1976, 48, № 2, 240—308
38. *Галеев А. А., Сагдеев Р. З.* В сб. Вопросы теории плазмы, Атомиздат 1973, т. 7, 205—273



39. *Stringer T. E.* Int. School on Plasma Physics., Varenna on Lake Como, 1971, 109—143
  40. *Морозов А. И., Соловьев Л. С.* В сб. Вопросы теории плазмы. Атомиздат 1963, т. 2, 177—261
  41. *Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А.* Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, ГИИТЛ, Москва, 1955, 353—368
  42. *Сивухин Д. В.* В сб. Вопросы теории плазмы. Госатомиздат 1969, т. 1, ст. 7—97
  43. *Ландау Л. Д.* «ЖЭТФ», 1937, 7, 103—114
  44. *Сивухин В. Д.* В сб. Вопросы теории плазмы. Атомиздат 1964, т. 4, 81—187
  45. *Трубников Б. А.* В сб. Вопросы теории плазмы. Госатомиздат 1963, т. 1, 98—193
  46. *Hirshman S. P., Sigmar D. J.* «Phys. Fluids», 1976, 19, 1532—1547
  47. *Giovanelli R. G.* «Phys. Mag.», 1949, 40, 206—217
  48. *Dreicer H.* «Phys. Rev.», 1959, 115, 238—241; 1960, 117, 329—340
  49. *Брагинский С. И.* В сб. Вопросы теории плазмы. Атомиздат 1963, т. 1, 183—271
  50. *Furth H. P., Rosenbluth M. N.* Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. Conf. Novosibirsk 1968). 1, IAEA, Vienna, 1969, 821—826
  51. *Коврижных Л. М.* «Письма ЖЭТФ», 1971, 13, 513—517; там же, 1973, 17, 369—373
  52. *Stringer T. E.* «Nucl. Fusion», 1972, 12, 689—694
  53. *Connor J. W., Hastie R. J.* «Nucl. Fusion», 1973, 13, 221—225
-

## СОДЕРЖАНИЕ

Соответствует рубрике 29.27 Рубрикатора ГАСНТИ

От редактора . . . . .	3
<i>В. С. Лисица, В. И. Коган.</i> Атомные процессы в плазме . . . . .	5
<i>С. И. Яковленко.</i> Плазма для лазеров . . . . .	57
<i>Ю. В. Мартыненко.</i> Взаимодействие плазмы с поверхностями . . . . .	119
<i>А. А. Иванов.</i> Неравновесная плазма для химии . . . . .	176
<i>Л. М. Коврижных.</i> Неоклассическая теория процессов переноса в то- роидальных магнитных ловушках . . . . .	239

Технический редактор *Л. А. Белова*

Сдано в набор 14.09.82 Подписано в печать 06.12.82 Т—22127  
Формат бумаги 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бум. тип. № 1 Литературная гарнитура.  
Высокая печать. Усл. печ. л. 17,75 Уч.-изд. л. 17,61 Тираж 1200  
Заказ 6499 Цена 3 руб.

Адрес редакции: 125219, Москва, А-219, Балтийская ул. 14. Тел. 155-44-33  
Производственно-издательский комбинат ВИНТИ  
Люберцы, Октябрьский просп., 403

ИНТ «Физика плазмы», т. 3, 1982, 1—284

УДК 533.92

*В. С. Лисица, В. И. Коган.* Атомные процессы в плазме. «Физика плазмы. Т. 3» (Итоги науки и техники ВИНТИ АН СССР. М., 1982, библ. 122, рис 23).

В обзоре, состоящем из пяти разделов, рассмотрены процессы, представляющие интерес для исследования высокотемпературной плазмы (лабораторной или плазмы Солнца). Приведено качественное описание физических основ и современных проблем, связанных с такими процессами, как ионизация и возбуждение многозарядных ионов электронами, диэлектронная рекомбинация, перезарядка, уширение спектральных линий, воздействие внешних полей на атомы и ионы и др. Приводятся данные как по вероятностям и сечениям самих процессов, так и по применению этих данных в спектроскопической и корпускулярной диагностике плазмы. Изложение рассчитано на читателя, не являющегося специалистом в данной области.

УДК 621.03

*С. И. Яковленко.* Плазма для лазеров. «Физика плазмы. Т. 3» (Итоги науки и техники ВИНТИ АН СССР. М., 1982, библ. 78, рис. 12).

Обзор, состоящий из четырех разделов и посвященный современному состоянию теоретических и экспериментальных исследований, а также перспективам развития лазеров, у которых усиливающей средой является плазма, получающая в электрическом разряде или путем ионизации плотного газа электронным пучком. В первом разделе рассмотрены общие преимущества плазмы как активной среды для лазеров и требования к удельной мощности накачки активной среды. Во втором разделе проводится сравнительный анализ электроразрядного и пучкового ввода энергии в среду, а также свойств плазмы, образованной этими способами. Рассмотрены возможности накачки лазеров электронным пучком, модулированным в СВЧ-диапазоне. Третий раздел посвящен лазерам на переходах атомов и атомарных ионов, анализируется кинетика формирования инверсной заселенности уровней в целом, выявляются наиболее перспективные сред. Четвертый раздел посвящен лазерам на электронных переходах соединений благородных газов (эксиплексов). Эти лазеры сейчас обладают самыми высокими мощностями и энергетическими характеристиками в видимом и ближнем ультрафиолетовом диапазоне. Рассмотрены перспективы создания эксиплексных лазеров с высокой частотой следования импульсов на основе накачки модулированными пучками электронов.

УДК 620.19

*Ю. В. Мартыненко.* Взаимодействие плазмы с поверхностями. «Физика плазмы. Т. 3» (Итоги науки и техники ВИНТИ АН СССР. М., 1982, библ. 35, рис. 27).

Обзор, состоящий из восьми разделов, посвящен основным физическим процессам, происходящим при взаимодействии плазмы с поверхностью. Во введении дается классификация элементарных процессов, происходящих при взаимодействии термоядерной плазмы с поверхностью и обсуждается значение этих процессов для работы термоядерного реактора. Показано, что наиболее важными являются процессы взаимодействия атомных частиц (ионов и нейтральных атомов D, T, He) с поверхностью. Во втором разделе излагаются физические основы взаимодействия атомных частиц с твердым телом. Следующие разделы посвящены внедрению ускоренных частиц в твердое тело и созданию первичных радиационных дефектов, отражению частиц от поверхности и зарядовому состоянию отраженных частиц, поведению внедренных газов D, T и He, расплыванию, блистерингу и изменению свойств поверхности при взаимодействии с плазмой. Излагаются закономерности перечисленных явлений, основные представления о происходящих физических процессах и кратко описываются экспериментальные и теоретические методы исследования этих процессов.

УДК 533.9

*А. А. Иванюв.* Неравновесная плазма для химии. «Физика плазмы. Т. 3» (Итоги науки и техники ВИНТИ АН СССР. М., 1982, библ. 96, рис. 13).

Обзор состоит из пяти разделов. Рассматривается ряд аспектов применения неравновесной низкотемпературной плазмы в плазмохимии и плазменной технологии. Даются основы теории плазменно-пучкового разряда, создающего неравновесную плазму, рассматриваются возможные конфигурации разряда, условия его зажигания. Определены параметры плазменно-пучкового разряда в молекулярном газе. Приводятся результаты экспериментов по применению такого типа разряда в плазмохимии. Рассматривается разделение компонент по массам в полностью ионизованной плазме, помещенной в скрещенные E и H поля.

УДК 533.951.8

*Л. М. Коврижных.* Неоклассическая теория процессов переноса в тороидальных магнитных ловушках. «Физика плазмы. Т. 3» (Итоги науки и техники ВИНТИ АН СССР. М., 1982, библ. 53, рис. 1).

Обзор состоит из шести разделов, включая введение и заключение. Во введении кратко обоснована необходимость построения неоклассической теории процессов переноса и сформулировано основное содержание обзора. Во втором разделе вкратце изложена история возникновения теории и указаны основные этапы ее развития. Третий раздел посвящен постановке задачи и выводу основных уравнений. В частности, приводится вывод дрейфового кинетического уравнения и обсуждается упрощенный ва-

риант интеграла столкновений. В четвертом разделе для случая систем, обладающих аксиальной симметрией, но произвольным сечением магнитных поверхностей, выводятся некоторые общие соотношения, связывающие ряд физических величин, входящих в уравнения переноса. Там же обсуждаются различные приближения, используемые в теории, и излагаются основные моменты решения уравнений. Приводятся выражения для проводимости, электрического тока, потоков частиц и тепла, справедливые в различных предельных случаях. В пятом разделе кратко прокомментирована окончательная система уравнений, описывающая временную и пространственную эволюцию плотности и температуры различных компонент плазмы, приведена таблица численных значений коэффициентов, входящих в эту систему. В заключении сделан ряд замечаний, касающийся условий применимости полученных уравнений баланса.

# О П Е Ч А Т К И

к ИНТ. Серия «Физика плазмы». Том 3, 1982 г.

Стр.	Строка	Напечатано	Следует читать
6	19 стр.	$\hbar$	$\lambda$
6	23 стр.	$\hbar$	$\lambda$
22	11 стр.	$\Delta E \sim E$	$\Delta E \sim Z$
157		$M_i M_a$	$M_i + M_a$
Формула 31			
167		$6 \cdot 10^{16}$	$6 \cdot 10^{18}$
Рис. 26, подрисуночная подпись			
224		$2\pi r \hbar$	$2\pi r h$
Формула 98			

Зак. 6499