

Введение в физику низкотемпературной плазмы

Ключарев Андрей Николаевич
Мишаков Виктор Григорьевич
Тимофеев Николай Алесандрович

Введение

Понятие "Физика низкотемпературной плазмы"(ФНТП) включает в себя ряд разделов, посвященных ее основным свойствам, происходящим в ней элементарным и коллективным процессам, технологическим приложениям. Интерес к работам в этих направлениях, проявившийся почти двести лет тому назад, не только не уменьшился сегодня, но, наоборот возрастает. В первую очередь это связано с поисками новых источников энергии, проблемами энергосбережения, развития плазмохимии и нанотехнологий. Даже в казалось бы, далеких вопросах физики горячей термоядерной плазмы на начальных этапах ее развития мы встречаемся с элементарными актами возбуждения и ионизации характерными для низкотемпературной плазмы; низкотемпературна плазма в пристеночной области термоядерного устройства источник нежелательных примесей тяжелых частиц в активную зону реактора. В свою очередь, методики исследования неустойчивостей и колебаний в высокотемпературной плазме успешно применяются и в низкотемпературной плазме. Упомянем также проекты утилизации тепла, выделяющегося в атомных реакторах, основанных на принципах деления, с помощью различных вариантов плазменных устройств, вплоть до создания плазменных генераторов лазерного излучения.

В предлагаемой работе авторы, по роду своей деятельности, занимавшиеся вопросами ФНТП, постарались отобрать из имеющегося материала основные начальные сведения по физике низкотемпературной плазмы и изложить их в доступной форме для студентов, специализирующихся в физике и химии плазмы и их прикладных направлениях.

Физика плазмы изучает процессы, связанные с прохождением электрического тока (понятия подвижность, проводимость, ионизация и возбуждение, процессы переноса) и взаимодействие ионизованного газа с внешними полями. Самостоятельное содержание понятие "физика плаз-

мы"приобрело в начале 20-ого века [1]. Но разграничение между понятиями "физика плазмы"и "физика газоразрядной плазмы"не всегда достаточно четкое. Ю.П.Райзер [2] определяет плазму "как ионизованный газ, который электрически нейтрален в каждом малом объеме". С другой стороны известно другое определение плазмы [3]: "Плазма это квазинейтральный газ заряженных и нейтральных частиц, который проявляет коллективные свойства". Наконец, утверждается, что "ионизованный газ при достаточно больших концентрациях заряженных частиц превращается в плазму"[4]. В тоже время существует огромное число направлений исследований фундаментального и особенно прикладного характера, где физики имеют дело с низкотемпературной идеальной плазмой (определения идеальной и неидеальной плазмы будут даны ниже), и где кинетическая энергия частиц играет определяющую роль в плазменных процессах.

1. Основные понятия физики низкотемпературной плазмы

1.1 Понятия физика газового разряда и физика плазмы

Одной из первых публикаций по физике газового разряда можно считать трактат придворного врача английской королевы Елизаветы "De magnete, magneticisque corporibus et de magno magnete tellure" 1600 г. В нем сообщалось, что электроскоп, помещенный около пламени заряжается. Термин "газовый разряд" происходит от названия процесса разрядки заряженного конденсатора через цепь, включающую в себя газовый промежуток между двумя электродами. Происходит электрический пробой, газовая среда становится проводником и конденсатор разряжается. Затем "газовым разрядом" стали называть любой процесс прохождения электрического тока через ионизованный газ. Поскольку ионизованный газ излучает в оптическом диапазоне, в обиход физиков вошли выражения: разряд зажигается, горит, гаснет, послесвечение разряда. Сегодня на излучении ионизованного газа основан обширный раздел физики - "Спектроскопия плазмы". Понятия "плазма" и "ионизованный газ" близки между собой, но не тождественны. Плазма и ионизованный газ формальным образом отличаются набором трех параметров: это концентрация свободных электронов N_e , температура (энергия) электронов T_e и геометрический параметр, характеризующий размеры ионизованной среды по сравнению с дебаевским радиусом экранирования R_D . До недавнего времени было принято считать, что более 90% вещества во Вселенной находится в состоянии ионизованного газа. Правда, по современным воззрениям для того, чтобы объяснить наблюдаемое расширение

вселенной с ускорением, приходится предположить, что её энергия состоит на 70% состоит из некой "темной энергии". Так что к предыдущему утверждению следует относиться с известной оговоркой. Что же касается нашей земной атмосферы, то в ней степень ионизации крайне невелика. В земной атмосфере на уровне моря средняя концентрация заряженных частиц $10^2 \div 10^3 \text{ см}^{-3}$, что соответствует степени ионизации порядка 10^{-16} . Попытка в тех же условиях оценить степень ионизации воздуха из уравнения термодинамического равновесия при температуре 300 К приводит к значению степени ионизации много меньшей 10^{-100} . Но уже за пределами нижней атмосферы Земли начинаются так называемые D, E, F слои ионосферы, где $N^+/N_0 \approx 10^{-16}$, слой D на высоте 70 км с концентрацией электронов $N_e = 10^2 \text{ см}^{-3}$, слой E на высоте 90 км ($N_e = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$), слои F_1 и F_2 на высоте 90 км ($N_e = 10^6 \text{ см}^{-3}$).

По устоявшейся традиции под термином "низкотемпературная плазма" (НТП) понимают ионизованный газ, средняя энергия (температура) которого меньше потенциала ионизации атома водорода 13,6 эВ. В работе помимо основных понятий, относящихся к низкотемпературной плазме и ее приложениям, авторы попытаются дать информацию о современном состоянии проблемы и дальнейших перспективах. Как правило, исследователи в лабораторных условиях имеют дело с неравновесной низкотемпературной плазмой, где нельзя одной и той же температурой описывать распределение по энергии заряженных и нейтральных плазменных компонент - электронов, ионов, нейтральных частиц. Состояние плазмы, когда ее температура меняется в пространстве, но в каждой точке существует свое термодинамическое равновесие называется локальным термодинамическим равновесием. Возможны ситуации, когда термодинамическое равновесие существует лишь для некоторых степеней свободы частиц, и каждая степень свободы описывается одной ей присущей температурой (температура электронов, колебательная температура молекул и т.д.) Плазма называется стационарной, когда ее параметры не меняются во времени, квазистационарной, когда ее параметры сохраняются, по крайней мере, за время наблюдения, и нестационарной с изменяющимися за время наблюдения параметрами. Наконец, известны понятия квазинейтральной плазмы - плазмы с концентрациями заряженных частиц n^- и n^+ намного превышающими их разность т.е. $|n^- - n^+| \ll n^-, n^+$.

Степень квазинейтральности требует количественной оценки, что и будет сделано в дальнейшем. Далее, физическую систему, состоящую из большого числа сходных объектов (частиц), принято называть газом

в том случае, когда взаимодействие между этими объектами является слабым по сравнению с кинетической энергией самих частиц. Для плазмы это условие обычно выполняется. Наконец, что означает проявление "коллективных свойств". Специфика плазмы (и главное ее отличие от нейтрального газа) тесно связана с колебательными и волновыми процессами. В нейтральном газе информация о локальном изменении состояния передается в результате столкновений частиц. По этой причине скорость передачи информации определяется скоростью их движения. В плазме заряженные частицы взаимодействуют при помощи дальнедействующих кулоновских сил. Поэтому весь ансамбль частиц может быстро "ощущать" локальные изменения состояния и принимать участие в коллективных движениях - колебаниях и волнах. Скорость передачи информации в этом случае определяется скоростью распространения электромагнитных колебаний и волн.

Можно ли описывать плазму в классическом приближении? Так как мы определили плазму как квазинейтральный газ заряженных и нейтральных частиц, движение частиц этого газа должно представлять собой совокупность свободного движения (или движения под воздействием внешних сил) и кратких по времени моментов столкновений. Если учитывать дальнедействующий характер кулоновского взаимодействия, то необходимо учитывать взаимодействие каждой частицы со многими другими. В обоих случаях для применимости классического описания движения частиц плазмы необходима возможность введения понятия траектории, т. е. необходимо, чтобы расстояние между частицами газа $\bar{R} = N_e^{-1/3}$ было много больше длины волны де-Бройля $\lambda = \hbar/p$, где N_e - концентрация частиц, p - импульс частицы. Это условие приводит к соотношению для концентрации частиц:

$$N_e n \ll (mkT)^{3/2} \hbar^{-3}. \quad (1.1)$$

Здесь m - масса частицы, k - постоянная Больцмана, T - температура частиц, $\hbar$ - постоянная Планка. Наиболее "жестким" данное условие является для электронов, тем не менее для типичных плазменных температур $\sim 10^4$ К оно дает $N_e \ll 10^{22}$ см⁻³. Это условие хорошо выполняется практически для всех видов газовой плазмы.

1.2 Кинетическая теория, распределение частиц по скоростям

1.2.1 Состояние термодинамического равновесия

В отсутствие внешних сил газ находится в состоянии термодинамического равновесия, если выполняются условия теплового и химического равновесия. Последнее условие предполагает, что в газе не происходят процессы, приводящие к изменению его химического состава. Условие полного теплового равновесия подразумевает равенство температур всех компонент газа: $T_a = T_e = T_i = T$. Здесь и далее индексы a, e, i относятся к нормальным атомам (молекулам), электронам и ионам. Известно также понятие локального термодинамического равновесия, когда равновесная ситуация присуща некоторым из газовых компонент, например электронам, либо одной из степеней свободы молекул, например распределению по колебательным уровням.

При кинетическом описании процессов столкновения в газе (плазме) применяются статистические методы, при которых основной характеристикой ансамбля частиц принимается функция их распределения ФР по скорости (энергии) $f(v)$. ФР имеет смысл вероятности обнаружения скорости частицы в некотором интервале скоростей dv , отнесенной к величине этого интервала. При этом очевидно, что

$$\int_0^\infty f(v)dv = 1, \quad (1.2)$$

а усредненная по функции распределения скорость частиц равна:

$$\bar{v} = \int_0^\infty v f(v)dv = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}. \quad (1.3)$$

Максвелловская функция распределения по скоростям молекул идеального газа массы m имеет вид:

$$f(v) = 4\pi v^2 (m/2\pi kT)^{3/2} \exp(-mv^2/2kT). \quad (1.4)$$

ФР имеет максимум при значении скорости равном $v_{ver} = \sqrt{2kT/m}$. Эта скорость является наиболее вероятной и соотносится со средней скоростью, как

$$v_{ver} : \bar{v} = 1 : 1,1284.$$

Число частиц, имеющих скорость в заданном интервале скоростей dv , равно

$$dN = Nf(v)dv. \quad (1.5)$$

Интервалу скоростей dv можно соотнести энергетический интервал dE , полагая $E = mv^2/2$. Тогда легко можно перейти к распределению по энергиям $f(E)$, исходя из очевидного соотношения $f(E)dE = f(v)dv$.

$$f(E) = 2\pi(\pi kT)^{-3/2} \exp(-E/kT) \sqrt{E}. \quad (1.6)$$

Из (1.6) можно получить среднее значение энергии частиц $\bar{E}$ при Максвелловском распределении :

$$\bar{E} = \int_0^\infty E f(E) dE = \int_0^\infty E 2\pi(\pi kT)^{-3/2} \exp(-E/kT) \sqrt{E} dE = 3kT/2. \quad (1.7)$$

Число частиц, обладающих скоростями большими некоторой заданной скорости v_1 , как следует из (1.5) есть:

$$N_{>v_1} = \int_{v_1}^\infty N f(v) dv. \quad (1.8)$$

Часто ФР Максвелла удобно использовать в "приведенном" виде $f(u)$, где $u = v/v_{ver}$, т.е. скорость кинетического движения, выраженная в единицах наиболее вероятной скорости.

$$f(u) = 4\pi^{-1/2} u^2 \exp(-u^2). \quad (1.9)$$

Используя (1.9) для $N_{>v_1}$, можно получить выражение:

$$N_{>v_1} = N[2\pi^{-1/2} u \exp(-u^2) + 1 - \Phi(u)], \quad (1.10)$$

где $\Phi(u)$ - интеграл ошибки, значение которого можно найти в математических таблицах. Заметим, что только 12,55% частиц при максвелловском распределении имеют скорость $v > 1,5\bar{v}$; 1,70% — $v > 2\bar{v}$ и только 0,01% — $v > 3\bar{v}$.

Из предыдущего рассмотрения следует, что в кинетике газа в тесной взаимосвязи используются понятия температуры газа и энергии. Поэтому принято измерять температура не только в градусах Кельвина, но и

в электронвольтах. При этом для определения температуры используют энергию теплового движения, соответствующую двум степеням свободы, т.е. kT . При этом среднее значение энергии частиц, скорости которых распределены по Максвеллу, равно $3kT/2$. Если $1\text{эВ}(1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}) = kT$, то при $k = 1,39 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$, 1 эВ соответствует $T = 11600 \text{ К}$.

Приведенные выше выражения для характерных значений скорости частиц в кинетической теории широко используются при количественных расчетах процессов электрон - атомных столкновений в плазменных условиях, поскольку при температуре электронов много больше атомной ($T_e \gg T_a$) тяжелые частицы можно считать неподвижными.

Заметим, что средняя длина свободного пробега частиц в собственном газе $\lambda \sim v^{-1}$, а число ударов частиц о единицу поверхности стенки $N' = N\bar{v}/4$. В заключение приведем формулу для расчета концентрации частиц N при заданном давлении газа p .

$$N = \frac{p}{kT} = 0,966 \cdot 10^{19} \frac{p}{T}, \quad (1.11)$$

где p выражается в мм.рт.ст., а T в градусах Кельвина.

1.2.2 Функции распределения частиц по скорости относительного движения в атомных (молекулярных пучках)

Сегодня в арсенал исследований по физике атомно - молекулярных столкновений входят работы с использованием пучков частиц разного типа:

- одиночные эффузионные пучки,
- пересекающиеся пучки,
- газодинамические пучки.

При описании элементарных процессов столкновений с участием нейтральных компонент плазмы обычно предполагается изотропный характер функции распределения по скоростям. В этом случае распределение сталкивающихся частиц по скоростям относительного движения хорошо известно:

$$F(v_{cl}) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{v_0} \left(\frac{v_{cl}}{v_0} \right)^2 \exp \left(- \frac{v_{cl}^2}{v_0^2} \right), \quad v_0 = \sqrt{\frac{2kT}{\mu}}. \quad (1.12)$$

Здесь μ приведенная масса частиц (рассматривается случай бинарных столкновений). Для случая частиц одного сорта $\mu = M/2$, соответственно характерная скорость $v_0 = \sqrt{\frac{4kT}{M}}$.

При оптическом возбуждении - универсальном методе возбуждения в условиях пучковых экспериментов вид функции распределения возбужденных атомов по скоростям $f^*(v)$ в общем случае зависит от угла пересечения двух пучков θ . Случаю одиночного пучка соответствует частный случай системы двух пучков, пересекающихся под произвольным углом θ . График функции $F_\theta(v_{cl})$ приведен на рисунке 1.1.

Рис. 1.1

Подпись к рисунку

Функция распределения атомов по скоростям относительного движения для тепловых пучков частиц, пересекающихся под углом θ . Значение угла θ в градусах обозначены числами над кривыми

Видно, что по мере роста угла θ происходит смещение функции распределения в область больших относительных скоростей. Случаю газовой ячейки (плазмы) на рисунке соответствует диапазон $\pi/2 < \theta < \pi$. Расчет дает уменьшение средней скорости столкновений в пучке $\theta \approx 10^\circ$ по сравнению с газовой ячейкой в 2,7 раза, что соответствует уменьшению средней энергии столкновений $\langle E_c \rangle$ в 7,3 раза по сравнению с температурой источника пучка. При температуре источника $T = 400$ К, характерной для щелочных атомов, $\langle E_c \rangle \approx 5 \cdot 10^{-3}$ эВ. Подобные столкновения в литературе получили название "субтепловых" и являются промежуточным случаем между тепловыми столкновениями с $\langle E_{cl} \rangle = 0,1 - 1$ эВ и холодными столкновениями с $\langle E_{cl} \rangle < 10^{-3}$ эВ в экспериментах по лазерному охлаждению частиц.

При одинаковой температуре плазмы и источников пучков известны следующие соотношения для относительной скорости частиц $\langle v_{cl} \rangle_{pl}$ - в плазме, $\langle v_{cl} \rangle_b$ - одиночном пучке, $\langle v_{cl} \rangle_{cb}$ - пересекающихся под углом 90° пучках, $\langle v_{cl} \rangle_{gb}$ - газодинамическом пучке с массовой скоростью $v_m \gg v_0$: $\langle v_{cl} \rangle_b \cdot \langle v_{cl} \rangle_{pl}^{-1} = 0,37$; $\langle v_{cl} \rangle_{cb} \cdot \langle v_{cl} \rangle_{pl}^{-1} = 1,04$; $\langle v_{cl} \rangle_{gb} \cdot \langle v_{cl} \rangle_{pl}^{-1} = 0,5$.

1.3 Кинетическое уравнение для электронов в неравновесной идеальной плазме

Низкотемпературной плазме присущи два основных типа взаимодействия заряженных частиц. Пространственные масштабы одного много больше среднего расстояния между частицами. К этому типу относятся процессы протекания тока, разделения зарядов и т.п. Поэтому для частиц каждого из элементов шестимерного фазового объема $\vec{r}d\vec{r}, \vec{v}d\vec{v}$ взаимодействие с внешними полями можно рассматривать как взаимодействие элементарной фазовой ячейки как целого. Рассматривается элемент фазового объема в конфигурационных пространствах координат и скоростей частицы. Его положение определяется вектором $\vec{r}$ с координатами x, y, z . В декартовой системе координат элемент объема $d^3 = dxdydz$. Соответственно элемент объема в конфигурационном пространстве скоростей $d^3v = dv_x dv_y dv_z$. Тогда распределение частиц одного сорта в семимерном пространстве координаты $\vec{r}$, скорости $\vec{v}$ и времени t задается функцией распределения $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$. Интеграл от функции распределения по всему объему в пространстве скоростей дает плотность частиц в элементе геометрического объема:

$$n(\vec{r}, t) = \int f(\vec{r}, \vec{v}, t) d\vec{v} \quad (1.13)$$

Второй тип взаимодействия - межчастичные столкновения, приводящие к изменению числа частиц непосредственно в элементарном фазовом объеме $d\vec{r}d\vec{v}$. Кинетические уравнения описывают изменения $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ для обоих типов взаимодействий. Кинетическое уравнение, которому должна удовлетворять функция $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ носит название уравнения Больцмана.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{q\vec{E}}{M} \frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{cl} \quad (1.14)$$

Рассматривается случай движения в пространстве скоростей частицы с зарядом q под действием макроскопического электрического поля с напряженностью $\vec{E}$ в отсутствие магнитного поля. В каждом акте столкновения частица испытывает конечные изменения в фазовом пространстве. Поскольку в плазме из-за наличия объемных зарядов создается поле $\vec{E}$, к уравнению (1.14) следует добавить дополнительное уравнение, связы-

вающее $\vec{E}$ с плотностью объемного заряда ρ по уравнению Пуассона. Поскольку существует обратная связь между $\vec{E}$ и f поле $\vec{E}$ носит название самосогласованного. Говоря о функции распределения плазменных электронов f мы имели ввиду основную, симметричную относительно направления электрического поля, часть полного распределения. Ассиметричная ее часть определяет величину электрического тока в плазме. Этому соответствует случай дрейфовой скорости электрона заметно меньше тепловой.

$$\frac{v_d}{v_e} \approx \sqrt{\delta} \ll 1, \quad (1.15)$$

где δ - доля энергии направленного (дрейфового) движения, теряемой при столкновениях. В случае, когда время между столкновениями больше времени быстропротекающих плазменных процессов таких, как колебания, развитие некоторых плазменных неустойчивостей и др. в правой части уравнения (1.14) полагаем $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$, так называемый случай бесстолкновительной плазмы. Соответствующее кинетическое уравнение носит название "уравнения Власова". Строгое вычисление интеграла столкновений достаточно трудоемкий процесс и в реальных ситуациях требует, как правило, использования численных методов. Кроме того в общем случае кинетические уравнения для разных плазменных компонент не являются независимыми. Решение такой системы интегродифференциальных уравнений очень сложная задача. Однако существуют более простые приближения. Самое простое из них, но приводящее к разумным результатам, так называемое τ -приближение кинетической теории. Его физический смысл заключается в следующем. Столкновения приближают начально неравновесную (немаксвелловскую) функцию распределения заряженных частиц по скоростям к максвелловской за характерное время столкновений τ . Тогда правая часть уравнения (2) может быть записана в виде:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{cl} = \frac{f - f_0}{\tau}. \quad (1.16)$$

Решением этого уравнения является функция

$$f = f_0 + [f(t=0) - f_0] \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (1.17)$$

Здесь $f(t=0)$ - функция распределения в начальный момент времени, f_0 -

максвелловская функция распределения. Различные процессы с участием заряженных частиц в идеальной плазме характеризуются различными значениями τ . Поэтому выбирать в интерполяционной формуле величину τ надо в зависимости от конкретной задачи. Приведем данные о характерных временах τ процессов упругих и неупругих электрон-атомных и межэлектронных столкновений. Их сравнение имеет глубокий физический смысл, поскольку определяет возможность существования максвелловского распределения электронов по энергиям в условиях неравновесной идеальной плазмы.

$$\tau_{el} = \frac{1}{\delta} \frac{\lambda_{el}}{v_e}; \quad \tau_{nel} = \frac{\lambda_{nel}}{v_e}; \quad \tau_{ee} = \frac{m^2 v_e^3}{4\pi e^4 N_e \ln \Lambda}. \quad (1.18)$$

Здесь: N_e - концентрация электронов; $\ln \Lambda$ - так называемый Кулоновский логарифм, в условиях НТП $\ln \Lambda = 10$.

Условием существования максвелловского распределения для электронов со скоростью v_e является выполнение неравенств:

$$\tau_{ee} \ll \tau_{nel}, \quad \tau_{ee} \ll \tau_{el}. \quad (1.19)$$

Если это условие не выполняется, то максвелловский характер распределения электронов по энергиям не может быть реализован для данного диапазона скоростей v_e . Кулоновский логарифм ($\ln \Lambda \sim \frac{T_e T^{1/2}}{N_e^{1/3}}$, T - температуре нейтральной компоненты) слабо меняется в широком изменении плазменных параметров. Отсюда следует, что $\tau_{ee} \sim v_e^3$. Таким образом, отступления от равновесного распределения следует ожидать прежде всего для группы быстрых электронов - "хвоста" максвелловского распределения с энергиями больше пороговых значений неупругих процессов, что и наблюдается в эксперименте. Правая часть уравнения (1.14) в общем случае учитывает как симметричные (столкновения частиц одного сорта), так и несимметричные процессы. Необходимость учета симметричных столкновений делает уравнение Больцмана нелинейным, т.к. в него будут входить произведения функций распределения $f(t, \vec{v})$. Наиболее простой способ линеаризации уравнения (1.14) - учет только столкновений электронов с нейтральными частицами в случае слабоионизованной идеальной плазмы, поскольку в этом случае по отношению к электронному газу, тяжелые частицы можно считать покоящимися. Член $(\frac{\partial f}{\partial t})_{cl}$ уравнение (1.14) можно разделить на две части упругих и неупругих процессов. В случае пренебрежения неупругими процессами, в пред-

положении независимости частоты упругих столкновений от скорости $f(t, \vec{v})$ имеет максвелловский вид (максвеллизация энергии электронов ускоренных полем в упругих электрон - атомных столкновениях). При анализе условий в лабораторной низкотемпературной плазме широко используется приближенная теория "модифицированного диффузионного приближения - теория МДП, позволяющая получать аналитические выражения плазменных электронных параметров N_e и T_e , характеризующих процессы возбуждения и ионизации с учетом столкновительных и радиационных процессов в условии отступления ФРЭЭ от максвелловской. Расчеты выполненные в рамках МДП, как правило, количественно согласуются с экспериментом с точностью не хуже, чем коэффициент 2. Уравнение Больцмана учитывает межчастичные столкновения на малых (по сравнению с Дебаевским радиусом) расстояниях. В неидеальной плазме с высокой степенью ионизации основную роль играют даление (кулоновские) взаимодействия, приводящие к изменению вектора скорости частиц "диффузионного" характера в результате рассеяния на малые углы. Задача была решена Ландау в виде уравнения непрерывности для функции $f(t, \vec{v})$ в шестимерном пространстве - уравнения Фоккера-Планка-Колмогорова.

Особое место в кинетике ионизационных явлений инициированных внешним воздействием занимает процесс деградации энергии электронного пучка при взаимодействии плазма-пучок. Наиболее характерные примеры таких систем. Лазеры с накачкой пучком электронов, процессы в ионосфере Земли под воздействием высокоэнергетичных частиц внеземного происхождения. К такому типу примеров относится ионизация газа продуктами реакции деления в ядерных реакторах, где первичное облучение вызывает появление высокоэнергичных электронов. Взаимодействие таких сильноточных электронных пучков с газом может инициировать в образующейся плазме коллективные процессы, приводящие к неустойчивости.

1.4 Гидродинамическая модель двух жидкостей

В рамках гидродинамической модели плазма представляет собой смесь электронной и ионной жидкостей (предельный случай неидеальной пол-

ностью ионизованной плазмы). Модель применима для плазмы с линейными размерами L , намного превышающими длину свободного пробега заряженных частиц, и временем между столкновениями много меньше длительности самих процессов. Полная информация о локальных характеристиках компонент плазмы полностью исчерпывается совокупностью трех величин: концентрации N , температуры T и средней скорости частиц $\vec{v}$. Несмотря на то, что гидродинамическая модель далеко не всегда применима к условиям НТП (см. ниже) приведем основные положения приближенной модели плазмы как "сплошной среды" или "двухкомпонентной проводящей жидкости". Полная информация о локальных характеристиках плазменных компонент (i) и электронов (e) определяется величинами концентрации (плотности) заряженных частиц (N_i) и (N_e), их температурой T_i и T_e и средней скоростью $\vec{v}_i$ и $\vec{v}_e$. Система уравнений гидродинамического приближения плазмы как смеси ионной и электронной жидкостей в линейном приближении в отсутствии магнитного поля включает в себя уравнения непрерывности (1.20), (1.21) и уравнения, описывающие движения единичных объемов жидкости разного знака (аналог второго закона Ньютона (1.22) и (1.23)).

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \text{div}(N_i \vec{v}_i) = 0, \quad (1.20)$$

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \text{div}(N_e \vec{v}_e) = 0, \quad (1.21)$$

$$N_i M_i \frac{\partial \vec{v}_i}{\partial t} = -\text{grad}(N_i T_i) + N_i e Z \vec{E} + \vec{F}_{ie}, \quad (1.22)$$

$$N_e m_e \frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} = -\text{grad}(N_e T_e) - N_e e \vec{E} + \vec{F}_{ei}. \quad (1.23)$$

Здесь M_i и m_e - соответственно масса иона и электрона, Z - заряд иона, при $Z = 1$ в квазинейтральной плазме $N_t = N_i = N$. Первые слагаемые в (1.22) и (1.23) описывают движение частиц под действием градиента давления компонент "жидкости", вторые - движение частиц под действием электрического поля напряженностью $\vec{E}$ в плазме, третьи - силу взаимного трения, равную импульсу, передаваемому в единице объема за одну секунду от частиц одной компоненты плазмы частицам другой компоненты.

$$F_{ie} = -F_{ei} \quad (1.24)$$

Уравнения непрерывности (1.20,1.21) говорят о сохранении числа частиц каждого сорта, соотношения (1.22,1.23) - аналог второго закона Ньютона при действии на частицу градиента давления, электрического взаимодействия и сил взаимного трения при бинарных столкновениях. Как объект исследований плазма в ряде случаев может рассматриваться как бесстолкновительная среда. Такие макроскопические характеристики НТП как явления переноса, закон Ома и др. хорошо описываются в гидродинамической модели на характерных геометрических размерах много меньших длины свободного пробега частиц. Сюда же относятся процессы плазменных колебаний, распространение электромагнитных волн. В условиях НТП плазменные колебания могут перейти в режим распространяющихся волн при наличии теплового давления нейтрального газа под воздействием электростатических сил (плазменные колебания) и силы давления нейтрального газа (акустические волны). Отсюда и двойное название таких колебаний - плазменные или электрорезонансные. Заметим, что упрощенные методы расчета плазменных характеристик в рамках гидродинамической модели предполагают выполнение условия $T_e = T_i$, и не принимается во внимание магнитное поле, индуцированное движением заряженных частиц. В случае идеальной плазмы система становится трехкомпонентной - добавляется жидкость нейтральных атомов. Заряженные плазменные компоненты имеют два канала взаимодействия - столкновительный и посредством генерируемых ими электромагнитных полей ($\vec{E}$ и $\vec{B}$). Гидродинамические уравнения движения частиц отличается от уравнения Навье-Стокса для обычной проводящей жидкости тем, что в нем учитываются электромагнитные силы и столкновения частиц разного сорта. В τ -приближении для характеристики процесса столкновений с нейтралами введенное понятие силы трения выражаются как

$$\vec{F} = -\frac{nM(\vec{v} - \vec{v}_0)}{\tau}. \quad (1.25)$$

Здесь τ - среднее время взаимодействия с нейтралами, $\vec{v}$ и $\vec{v}_0$ - скорости заряженной и нейтральной компонент соответственно, n и M - плотность и масса нейтральных частиц. Заметим также, что гидродинамическая модель предполагает максвелловский характер распределения частиц по скорости, хотя и не слишком критична к отступлению от него. Также как и в кинетической теории (уравнение Власова) в модели двух жидкостей возможен бесстолкновительный вариант, когда помимо по-

нения частоты столкновений возникает еще один характерный масштаб - частота колебаний. В системе уравнений бесстолкновительной гидродинамики сила трения не учитывается. В заключение подчеркнем, что раздел между кинетическим и гидродинамическим описаниями плазмы основан не на применимости их строго к плазмам разного типа, а на различии базовых процессов взятых за основу.

1.5 Идеальная плазма

Понятие идеальности плазмы исходит из соотношения кинетической энергии заряженной частицы (тепловая энергия) и электростатической энергии взаимодействия частицы с окружающими ее частицами, описываемой кулоновским потенциалом вида $U(R) = e^2/\bar{R}$ на средних расстояниях между частицами $\bar{R} = N_e^{-1/3}$ (рассматривается взаимодействие двух точечных зарядов с зарядом "e"). Тогда критерием идеальности плазмы служит соотношение:

$$\frac{N_e e^6}{T^3} \ll 1. \quad (1.26)$$

Как правило, плазма становится неидеальной при увеличении концентрации электронов до 10^{18} см^{-3} . Оценим предельную концентрацию электронов N_e , при которой поправка на кулоновскую энергию плазмы превысит 1 % её тепловой энергии из соотношения

$$N_e = 10^{16} \frac{T_e}{Z}.$$

При электронной температуре $T_e = 1 \text{ эВ}$ и $Z = 1$ (водородная плазма) поправка на идеальность плазмы порядка 1% соответствует концентрации заряженных частиц порядка 10^{16} см^{-3} .

Дальнейшее повышение "неидеальности" плазмы соответствует переходу в область коллективных взаимодействий и представлению о "вырожденном электронном газе", когда за ионизацию начинает отвечать т.н. энергия Ферми $E_{fermi} \sim N_e^{2/3}$. Для сравнения в случае идеального газа энергия электростатического взаимодействия $E \sim N_e^{1/3}$.

Ниже мы будем рассматривать только "идеальную плазму", как имеющую многочисленные технологические приложения. Примерами источ-

ников неидеальной плазмы могут служить сильноточные плазматроны, энергоустановки с газофазными ядерными реакторами и т.д.

1.6 Дебаевский радиус и экранирование поля в условиях квазинейтральной плазмы

Под квазинейтральностью плазмы понимают ее макроскопическую характеристику, определяемую расстоянием, на котором в плазме возможно разделение зарядов. Этот эффект связан прежде всего со свободными электронами плазмы и является результатом поляризационных эффектов, теплового движения частиц, влияния внешних полей. Это расстояние (так называемый дебаевский радиус R_D) в двухкомпонентной (N_e, N_i) плазме с электрокинетическими характеристиками N_e и T_e выражается соотношением, получаемым из решения уравнения Пуассона для плотности заряженных частиц (см. Приложение А). В физике плазмы используется понятие температуры частиц - компонентов T_a, T_i, T_e , измеряемых в градусах Кельвина, где индексы a, i и e соответствуют нейтральным частицам, ионам и электронам. Для равновесной плазмы $T_a = T_i = T_e = T$.

$$R_D = \frac{1}{\sqrt{4\pi N_e e^2}} \left(\frac{T_e \cdot T_i}{T_e + T_i} \right)^{1/2}. \quad (1.27)$$

где температура выражается в градусах Кельвина, концентрация в см^{-3} , а дебаевский радиус в см. Вывод формулы (1.27) приведен в Приложении 1. Соотношение (1.27) справедливо при произвольном отношении T_e и T_i . При $T_e = T_i$ (равновесная плазма:)

$$R_D = \frac{T^{1/2}}{\sqrt{8\pi N_e e^2}}. \quad (1.28)$$

При $T_e \gg T_i$ или $T_i \gg T_e$ имеем:

$$R_D = \sqrt{\frac{T_{min}}{4\pi N_e e^2}}, \quad (1.29)$$

где T_{min} соответствует температуре наиболее холодной компоненты [4,5]. Однако чаще под T_{min} понимают температуру электронов T_e , которая в условиях НТП, как правило, значительно превосходит температуру

ионов. Это обстоятельство полезно иметь в виду. Подставляя в (1.29) численные значения используемых констант получаем:

$$R_D \approx 500 \sqrt{\frac{T}{N_e}} \text{ см}, \quad (1.30)$$

здесь температура выражена в эВ, а концентрация, как обычно в см^{-3} . Это выражение формально отвечает случаю "неподвижных" ионов в исходном уравнении, описывающим кулоновское взаимодействие заряженных частиц. Понятие "Дебаевского экранирования" справедливо только в тех случаях, когда концентрации заряженных частиц достаточно велики, иначе (1.30) не является статистически оправданным. Плазма является дискретной средой, состоящей из большого числа отдельных частиц. Эта дискретность становится важной тогда, когда число частиц в сфере дебаевского радиуса становится малым (например, близким к единице). При этом, очевидно, не может быть и речи о дебаевском экранировании. Условием справедливости использованного выше приближения должно быть условие большого числа заряженных частиц в сфере дебаевского радиуса:

$$(4\pi/3)R_D^3 N \gg 1 \rightarrow R_D^3 N \gg 1. \quad (1.31)$$

Величина $g = (R_D^3 N)$ называется *плазменным параметром*. Она является безразмерной и много меньше 1, поэтому в ряде задач удобно проводить разложение по g .

В случае, когда R_D много больше геометрических размеров объема с ионизованным газом используется модель "независимого" движения заряженных частиц.

Время t_D , в течение которого подобное разделение заряда может существовать, определяется скоростью электронов в плазме:

$$t_D = \frac{R_D}{v_e}, \quad (1.32)$$

а величина обратная этому времени определяет плазменную или Ленгмюровскую частоту колебаний плазмы:

$$\omega_D = \frac{1}{t_D} \approx 5,6 \cdot 10^4 N_e^{\frac{1}{2}} \text{ с}^{-1}. \quad (1.33)$$

Ионизованный газ называется плазмой, если характерный размер занимаемого им объема много больше дебаевского радиуса. При этом время его существования много больше времени обратного Ленгмюровской частоте, и выполняется требование квазинейтральности

$$N_e \approx N_i \gg |N_e - N_i|.$$

Таким образом, можно говорить, что дебаевский радиус представляет пространственный масштаб существования идеальной плазмы, а t_D — ее временной масштаб. Иными словами, дебаевский радиус характеризует расстояния, на которых могут возникать отклонения от квазинейтральности, а время, обратное Ленгмюровской частоте есть характерное время существования таких отклонений. Для типичных условий газового разряда низкого давления плазменная частота составляет величину $(10^9 \div 10^{11})$ Гц.

Плазменный параметр имеет и другой физический смысл.

$$g^{2/3} = (R_D^3 N)^{2/3} = [N^{2/3} kT_e / (4\pi N e^2)]^{-1} \approx (e^2 / N^{-1/3}) (kT_e)^{-1}, \quad (1.34)$$

т.е.

$$g^{2/3} \approx (e^2 / r_o) (kT_e)^{-1} \sim e\varphi(r_o) / kT_e \ll 1. \quad (1.35)$$

Если $g \ll 1$, то отношение потенциальной энергии взаимодействия заряженных частиц к тепловой энергии всегда $\ll 1$, и использованное нами разложение экспоненты при решении задачи об эффективном поле точечного заряда в плазме становится справедливым. Малость g характеризует также степень "идеальности" плазмы, т.е. близость ее к газу. Ионизованный газ, для которого $g \geq 1$ называется неидеальной плазмой.

Теперь можно окончательно уточнить, каким условиям должна удовлетворять плазма:

$$L \gg R_D, \tau \gg t_D, g \ll 1. \quad (1.36)$$

В [3] высказывается мнение, что термин "плазма" введен в обиход "по ошибке", так как в переводе с греческого означает нечто "сформированное" или "вылепленное", тем более, что сегодня получили гражданство понятия "самоорганизация плазмы", "самосогласованное поле в плазме" и т.п.

Основным способом генерации идеальной плазмы сегодня остаются пробой газа под действием импульсного или постоянного напряжения, разряд в ВЧ или СВЧ полях, а также пробой под действием излучения и пучков заряженных частиц. При этом любой анализ плазменных процессов начинается со сравнения её исследуемых параметров с ожидаемыми в случае термодинамического равновесия. Несмотря на огромное число публикаций, план планируемых сегодня исследований идеальной плазмы весьма обширен. Это исследования разрядов при повышенных давлениях, диктуемые инженерными проблемами коммутаторов, прерывателей токов, плазменных химических реакторов. В области более низких давлений это связано с получением пучков заряженных частиц, проблемами термоэмиссионных преобразователей, передачей мощных потоков излучения в газовых средах, развитием лазерных технологий.

1.7 Типы низкотемпературной плазмы

В литературе принято разделять типы НТП по способам ее получения, ее параметрам и использованию.

1. Газоразрядная плазма - плазма газового разряда. Используется часто как синоним положительного столба разряда.
2. Приэлектродная плазма - плазма в приэлектродных частях дугового разряда, включая плазму катодных пятен.
3. Лазерная плазма - плазма, образующаяся при облучении среды лазерным излучением. Сюда же входит приповерхностная лазерная плазма, возникающая при облучении твердого тела, и лазерный "плюм" - плазма, образующая при лазерном распылении твердого образца вблизи его поверхности.
4. Фоторезонансная плазма - плазма, образующаяся при облучении пара (газа) светом с длиной волны меньшей, чем потенциал ионизации и мощностью, недостаточной для начала многофотонных процессов.
5. Пучковая плазма, образующаяся при взаимодействии с атомами газовой мишени электронного пучка.

6. Плазма с конденсированной дисперсной фазой, содержащая твердые или жидкие макрочастицы. Одной из ее разновидностей является пылевая плазма.
7. Астрофизическая плазма в атмосферах астрофизических объектов (например, облака ионизованного натрия вблизи спутника планеты Юпитера - Ио).
8. Плазма металлов, проводниковая плазма - электроны, удерживаемые полем положительных ионов в твердом теле.

2. Колебания и волны в плазме

В плазме существует широкий класс различных типов колебаний. Энергия этих колебаний может стать достаточно велика, чтобы влиять на параметры плазмы. Ниже мы остановимся на некоторых наиболее распространенных в условиях НТП в отсутствие магнитного поля типах колебаний: акустических колебаний газа, высокочастотных колебаний плазмы, неустойчивостей пучок - плазма. В условиях идеальной НТП взаимодействие электронов и плазменных колебаний не влияет на ФР-ЭЭ при условии:

$$\frac{N'_e}{N_e} \ll \frac{N_e e^6}{T_e^3} \ll 1. \quad (2.1)$$

Здесь N'_e - амплитуда колебаний концентрации электронов в поле электромагнитной волны.

Под понятием собственных колебаний плазмы будем понимать процесс распространения возмущений в плазменной среде с конечной величиной скорости, сопровождающийся переносом энергии. При этом можно выделить два типа колебаний (волн). Колебания 1-го типа, для которых волновой вектор $\vec{k}$ перпендикулярен направлению распространения z , связаны с переносом электромагнитной энергии и непосредственно не приводят к изменениям плотности и энергии плазменных частиц. Колебания и волны второго типа $\vec{k} || z$ приводят к эффектам "сжатия" плотности заряженных частиц, инициированным полем объемного заряда на длинах порядка Дебаевского радиуса. Это соответствует в условиях НТП электростатическим плазменным колебаниям с ленгмювской частотой (1.33). Если интенсивность волны велика, то под ее воздействием может реализоваться режим ударных волн. При этом отдельные участки (фазы) волны начинают распространяться с разной скоростью: фаза "сжатия" движется с большей скоростью чем фаза "раз-

ряжения". В итоге приход волны воспринимается как "удар". В самом простом случае для плоской монохроматической волны

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[i(\vec{k} \vec{r} - \omega t)]. \quad (2.2)$$

Здесь величине $\vec{E}$ соответствует действительная часть комплексного выражения записанного справа, ω - частота волны, $\vec{r}$ - радиус вектор, $\vec{k}$ - волновой вектор, по модулю равный

$$k = \frac{\omega}{v_{ph}} = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (2.3)$$

где v_{ph} и λ - фазовая скорость и длина волны. Волны более сложных типов могут быть разложены преобразованием Фурье на плоские монохроматические волны. В случае, если фазовые скорости всех компонент одинаковы, скорость распространения волны и ее Фурье компонент одинаковы (дисперсия отсутствует). Если же наблюдается зависимость скорости Фурье компонент от частоты форма волны при ее распространении будет меняться. В этом случае под скоростью волны подразумевают так называемую групповую скорость. Эта скорость определяется из условия постоянства разности фаз между соседними Фурье компонентами при распространении волны. Под понятием "резонанс" понимается ситуация, когда при быстром увеличении v_{ph} уменьшается настолько, что может сравниться со скоростью частицы, что приводит к "резонансному" взаимодействию поля и частицы. Условие "резонанса" в условиях низкотемпературной плазмы прежде всего реализуется для высокоэнергичных электронов максвелловской функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ). При малых значениях показателя преломления n фазовая скорость возрастает, а групповая падает. Уменьшение v_{gr} накладывает запрет на дальнейшее распространение волны.

В условиях НТП колебания и шумы плазмы играют существенную роль. Дальнодействующий характер кулоновского взаимодействия заряженных частиц в плазме вызывает колебания ее параметров. Наиболее простой тип колебаний в газовой среде - акустические колебания или возникновение волн сжатия и разрежения, распространяющихся в газе. Частота акустических колебаний ω_a связана с температурой и массой частиц газа дисперсионным соотношением:

$$\omega_a = k \sqrt{\gamma \frac{T}{M}}, \quad \gamma = \frac{p}{v}, \quad (2.4)$$

где γ - отношение теплоемкости среды при постоянном давлении к теплоемкости при постоянном объеме. Скорость распространения звука в газе (групповая скорость) порядка тепловой скорости частиц. В плазме при отсутствии внешнего поля осуществляются два типа плазменных колебаний. Из-за большого различия в массе электронов и ионов, связанные с ними плазменные осцилляции существенно отличаются. Колебания, обусловленные движением электронов, это плазменные или Ленгмюровские колебания, микромасштаб которых (поляризационная длина) порядка дебаевского радиуса. Как и для случая акустических колебаний для плазменных колебаний дисперсионное соотношение имеет вид:

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \gamma v_z^2 k^2, \quad (2.5)$$

где ω_0 - электронная плазменная частота, v_z - компонента скорости электрона в направлении волнового вектора. С движением ионов в изотропной однородной плазме связывают понятие ионного звука. Так же как и плазменные колебания, ионный звук представляет собой продольную волну. Ионный звук может распространяться в плазме только при условии $T_e \gg T_i$.

Все приведенные выше выводы относились к случаям ионизованного газа и идеальной плазмы. Для плазмы с высокой проводимостью (переход к плазме неидеальной) в магнитном поле присущи, так называемые, магнитогидродинамические волны. В последнем случае силовые линии магнитного поля по оси z (рассматриваем цилиндрическую плазменную конфигурацию) считаются замороженными в плазму и существуют два типа осцилляции. Первый тип осцилляции вдоль оси z ($\vec{k} \parallel \vec{z}$) с частотой

$$\omega_1 = \frac{H_0 k}{\sqrt{4\pi N}}, \quad (2.6)$$

где H_0 - напряженность магнитного поля в плоскости xy , N - концентрации заряженных частиц. Второй тип: осцилляции в плоскости xy . Фазовая скорость магнитогидродинамических волн совпадает с групповой скоростью и носит название Альфеновской скорости. При распространении электромагнитных волн в плазме поле волны индуцирует магнитное

поле, которое в свою очередь воздействует на параметры электромагнитной волны. Волны с характерной частотой меньшей плазменной частоты затухают и характерная длина затухания порядка $c/\sqrt{\omega_0^2 - \omega^2}$.

Корректный учет влияния на колебания и волны в плазме нейтральной плазменной компоненты приводит к затуханию плазменных осцилляций и дисперсионному соотношению:

$$\omega = [(\omega_0^2 + \gamma v_x^2)k^2]^{1/2} - \frac{1}{\tau}, \quad (2.7)$$

в предположении, что $\omega\tau \gg 1$, где τ - характерное время упругих столкновений. Здесь γ - фактор затухания плазменных колебаний (затухание Ландау) определяется взаимодействием волны и заряженных частиц и связан с особенностями функции распределения электронов по скоростям в присутствии электромагнитного поля. При значениях сечений упругих столкновений порядка газокINETических ($\sigma \approx 10^{-15} \text{ см}^2$), энергии электронов порядка 1 эВ и частоте ω порядка плазменной получаем условие существования плазменных волн:

$$N_e^{1/2}/N \gg 10^{-12} \text{ см}^{3/2}. \quad (2.8)$$

Таким образом, столкновения не единственный процесс затухания электромагнитных волн в плазме (плазменных колебаний). Заметим, что резонансные процессы ускорения заряженных частиц при их взаимодействии с плазменными колебаниями, начиная с 60-х годов, рассматриваются как проявление механизма стохастического ускорения.

2.1 Распространение электромагнитных волн в плазме

О прохождении электромагнитной волны через рассеивающую плазменную среду в модели однонаправленного "луча", т.е. исключая эффекты дифракции и интерференции, можно говорить, если длина волны излучения λ много меньше размеров области L занятой плазмой ($L \gg \lambda$) Коэффициент поглощения электромагнитной волны в ионизованном газе при слабом поглощении:

$$\mu_\omega = 0,106 N_e \frac{\nu_m}{\omega^2 + \nu_m^2} \text{ см}^{-1}, \quad (2.9)$$

где ν_m - частота столкновений, вызывающих "сбой фазы" падающей волны. В предельном случае, когда $\omega^2 \gg \nu_m^2$ (бесстолкновительный режим),

$$\mu_\omega \approx \frac{N_e}{\omega^2} \sim \lambda^2. \quad (2.10)$$

Это означает, что коротковолновое излучение слабо поглощается плазмой, поэтому предпочтительнее разрабатывать диагностические методы определения N_e в длинноволновом диапазоне. Реально СВЧ диагностика плазмы для концентраций электронов N_e порядка $10^{13} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ работает в диапазоне миллиметровых и сантиметровых волн ($\lambda \sim 30 - 0,8 \text{ мм}$). Диагностический метод, основанный на "отсечке" сигнала, когда показатель преломления обращается в ноль, приводит к пороговому значению N_e , которое можно оценить из соотношения:

$$N_e^{kr} = 1,12 \cdot 10^{13} \lambda^{-2}, \quad (2.11)$$

где λ выражается в см.

В оптическом диапазоне длин волн если длина волны далеко отстоит от линии атомного (молекулярного) поглощения, основной вклад в рассеяние света плазмой вносят электроны. Полное, так называемое, Томпсоновское рассеяние имеет сечение порядка 10^{-25} см^2 , поэтому до появления лазеров этот метод не имел особых перспектив. При прохождении света через плазму с концентрацией электронов N_e на пути L доля рассеиваемого излучения

$$\frac{\Delta I}{I} = \sigma_T N_e L = \frac{8\pi r_0^2}{3} N_e L, \quad (2.12)$$

где σ_T - сечение рассеяния на свободном электроне, $r_0 = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ - классический радиус электрона. Диагностика по рассеянию света предполагает рассеяние на свободных электронах (плазма с невысокой плотностью заряженных частиц). При высоких значениях N_e (коллективное рассеивание) электроны сами становятся излучателями. Если скорость рассеивающих электронов близка к нулю, частота рассеиваемого излучения ω_s совпадает с частотой падающего света ω_0 . При этом для квантов видимого диапазона эффектом Комптона можно пренебречь. Напомним, что эффект Комптона заключается в обнаружении изменения частоты рентгеновских лучей, рассеивающихся на атоме водорода. Если рассеяние происходит на движущемся электроне, то частота рассеиваемого излучения отличается от ω_0 . Интегральный эффект рассеяния излучения

плазмой в области невысоких N_e можно получить, суммируя эффекты рассеяния отдельными свободными электронами, но в случае коллективного рассеяния при больших N_e рассеивание происходит на электронном облаке закомпенсированном ионами. Заметим, что уникальной особенностью диагностики плазмы по рассеянию лазерного излучения является возможность наблюдения рассеяния малым объемом плазмы, образующимся при пересечении светового пучка с конусом, в пределах которого рассеянное излучение регистрируется детектором. Диагностика применима, когда выполняется неравенство

$$N_e R_D^3 \gg 1, \quad (2.13)$$

где R_D - радиус Дебая.

Исходя из подобия механизмов рассеивания, сюда можно отнести и интерферометрические методы, позволяющие измерить коэффициент преломления плазмы для N_e и N_0 компонент, используя различные длины волн. Лазерная интерферометрия обладает хорошим временным разрешением, но не позволяет в одном измерении измерять пространственные вариации изменения плазменных параметров. Возможность такого рода исследования представляет голографическая методика. Однако ее чувствительность относительно невысока и методика получила распространение прежде всего при исследованиях плотной плазмы таких объектов, как плазматроны, взрывающиеся проволоочки, продукты взаимодействия лазерного излучения с твердыми мишенями, лазерной пробой газовых сред, и т.д.

2.2 Неустойчивости плазмы

Процессы протекающие в НТП можно разделить на три группы по характерному времени их протекания: быстрые и медленные процессы и промежуточные. К первой относятся: процессы релаксации импульса и энергии электронов, вращательных степеней свободы молекул ($T_r \approx 10^{-10}$ с). В группу медленных процессов входят: процессы нагрева газа, релаксация колебательно возбужденных молекул, некоторые ионно-молекулярные (химические) реакции ($T_r \approx 10^{-1}$ с). К промежуточной группе относятся неупругие процессы возбуждения и ионизации, рекомбинация ($e + A^+, A^+ + A^-, T \approx 10^{-5}$ с), прилипание электронов. Наиболее

известные из литературы примеры неустойчивости НТП - ионизационная и тепловая неустойчивости.

Ионизационная неустойчивость связана со столкновительными процессами во временной шкале относящимися к промежуточному типу. Эти процессы связаны с неустойчивостью баланса ионизации в плазме по отношению к рекомбинации, когда случайное увеличение N_e в некоторой части объема с плазмой приводит к локальному увеличению скорости ионизации, например, из-за роли ступенчатых процессов или влияния электрон - электронных столкновений на ФРЭЭ. Локальное изменение концентрации N_e приводит к локальному изменению напряженности электрического поля. При положительном значении инкремента неустойчивости, зависящего от отношения эффективных частот ионизации и диффузии (рекомбинации) возможно развитие неустойчивости. Физический смысл этого условия заключается в том, что в первом случае скорость ионизации в объеме нарастает быстрее скорости ухода заряженных частиц.

Неустойчивость плазмы может также вызывать локальное изменение температуры электронов, которое связано с обменом энергией между электронами и нейтральными частицами (тепловая неустойчивость плазменных колебаний). Длина тепловой релаксации λ_{Te} при этом пропорциональна длине свободного пробега λ_e и обратно пропорциональна $\sqrt{\delta_{ea}}$, где δ_{ea} коэффициент передачи энергии при упругом электрон - атомном взаимодействии. При типичных значениях приведенной напряженности поля в плазме E порядка $3 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{мм.рт.ст.}^{-1}$, радиуса плазменного канала 1 см масштаб теплового нагрева (превышение температуры газа над температурой стенки) в условиях тлеющего разряда порядка 1 Вт/см^3 . При значительном нагреве газа по оси разряда происходит явление контракции, когда газовая температура T , плотность тока и концентрация электронов увеличиваются, поскольку увеличивается длина свободного пробега плазменных электронов в направлении приложенного электрического поля,

$$\lambda \sim 1/N_0 \sim T, \quad (2.14)$$

а также разной зависимостью скоростей ионизации и рекомбинации от концентрации электронов. Возмущение T_e , также как и возмущение N_e приводят к изменению частоты ионизации. В итоге в случае цилиндрической симметрии при малых возмущениях (изменения параметров плазмы

много меньше их стационарных значений) ионизационное возмущение распространяется по оси плазменного столба.

При этом "раскачка" неустойчивости характерна для плазменного столба малого радиуса R :

$$R \lesssim \lambda_{Te} = (T_e \delta_{ea}^{-1} m_e \nu_{ea}^2)^{1/2}. \quad (2.15)$$

Качественно рассмотрим две вольт-амперные характеристики разряда (ВАХ), отвечающие случаю устойчивых и неустойчивых состояний разряда: 1 – случай "падающей" ВАХ, 2 – случай "растущей" ВАХ. В случае 1 – случайное увеличение тока требует меньшего напряжения на разрядном промежутке, чем действующее, и ток начинает расти. При случайном уменьшении тока разряд гаснет. Во втором случае ВАХ устойчива, поскольку при $\frac{\partial I}{\partial V} > 0$, напряжение на электродах становится меньше необходимого и флуктуация будет подавлена. При $\frac{\partial I}{\partial V} < 0$, разряд сохранится поскольку для его поддержания необходимо напряжение меньше прикладываемого. В молекулярных газах энергия плазменных электронов может возрастать за счет столкновений с колебательно - возбужденными молекулами. Методы борьбы с подобными неустойчивостями: частичная стабилизация разряда за счет внешнего балластного сопротивления и использование механизма предьонизации газа. В слабоионизированной плазме в магнитном поле влияние поля на характер столкновения заряженных частиц сказывается слабо, если дебаевский радиус меньше среднего ларморовского радиуса частицы $R_D < \frac{mv}{eH}$. В слабоионизированной, частично замагниченной плазме возникает механизм ионизационной неустойчивости, приводящий к турбулентности плазменного потока, колебаниям электрического поля и степени ионизации. Неприятная особенность такого вида неустойчивости заключается в том, что она приводит к уменьшению проводимости плазмы со всеми вытекающими отсюда последствиями. Исследования неустойчивостей плазмы требуют с одной стороны развитие методов экспериментальных исследований, а с другой знания большого числа элементарных процессов на количественном уровне.

2.3 Плазменные структуры

Наиболее часто встречающийся на практике пример образования плазменных структур - контракция, проявляющаяся в эффекте поперечного

сжатии разрядного тока. Практический интерес к этой проблеме сегодня связан с прежде всего с тем, что и энергетические характеристики и КПД плазменных технологических установок в числе прочего зависят и от геометрии объема, занимаемого плазмой. Контракция в том или ином виде присуща большинству типов разрядов стационарных, импульсных, СВЧ. Контракция является пороговым процессом перехода разряда из диффузной формы в контрагированный, разряд сопровождаемый резким увеличением проводимости плазмы. В диапазоне низких давлений величина тока определяется поперечными размерами разрядного устройства, а проводимость плазмы контролируется диффузией заряженных частиц на стенку. При средних и высоких давлениях газа и контракции разряда диаметр токового шнура оказывается много меньше диаметра разрядной трубки (рассматривается цилиндрически симметричный случай). В балансе процессов, обеспечивающих однородность положительного столба разряда, процессы диффузии на стенку заметной роли не играют. Конкретные механизмы контракции зависят от процессов энерговыделения в разряде и разнятся в зависимости от экспериментальных ситуаций. В случае низких и средних давлений это, так называемая, ионизационно - перегревная неустойчивость, зависящая от процессов колебательной кинетики (разряд в молекулярных газах) и выхода резонансного излучения из плазменного объема. При высоких давлениях существенной становится роль приэлектродных явлений. Это требует совместного рассмотрения процессов на электродах (катодные пятна) и процессов в плазме. Пороговая (по разрядному току) величина контракции может быть увеличена, например, за счет прокачки газа через разрядный промежуток или предионизации газа. Наиболее исследованным сегодня примером контракции является контракция в случае стационарных разрядов в инертных газах и их смесях с легкоионизируемыми присадками. Интерес к явлениям контракции резко возрос с начала шестидесятих годов прошлого столетия в связи с использованием низкотемпературной плазмы для прямого преобразования тепловой энергии в электрическую, газоразрядных лазеров, плазмохимических реакторов. Задачами на ближайшее будущее являются исследование роли кинетики возбуждения состояний атомов и молекул в явлении контракции и исследование контракции при криогенных температурах.

2.3.1 Страты

В положительном столбе газоразрядной плазмы часто наблюдается явление чередования светящихся и темных участков – так называемые "страты". Основную роль в образовании страт играют ионизационные и диффузионные процессы. Причина образования страт заключается в возникновении ионизационной неустойчивости плазмы и может рассматриваться как один из примеров самоорганизации плазменных систем. Одна из задач на будущее - исследование взаимодействия страт с приэлектродными областями газоразрядной плазмы.

2.3.2 Домены

Доменами называются нелинейные уединенные плоские волны, распространяющиеся в межэлектродном промежутке газового разряда вдоль (или против) тока. Их отличие от страт заключается в специфическом механизме развития неустойчивости, обусловленном увеличением скорости гибели электронов за счет диссоциативного прилипания к молекулам при увеличении степени их колебательного возбуждения и особенностей динамических вольтамперных характеристик разрядов в смесях тяжелых инертных газов с примесями молекул H_2 , N_2 , CO и др. Теория в состоянии качественно объяснить наблюдаемые явления. Одно из перспективных направлений дальнейших исследований - использование явления "доменной неустойчивости" для высокочастотной модуляции тока в сильноточных установках.

2.3.3 Солитоны

Развитие исследований в этой области, начатое в семидесятые годы прошлого века, привело к пониманию роли солитонов в плазме и их взаимодействия с волнами и частицами в плазме. Солитонами называются локализованные волновые пакеты реализующиеся в низкотемпературной плазме и сохраняющие свою индивидуальность при взаимных столкновениях. При этом может просматривается некая аналогия с дуализмом волна - частица. Солитоны могут наблюдаться в условиях плазменных колебаний разного типа: Ленгмюровских, ионно - звуковых и др. Интересно отметить что моделирование спектральной структуры галактики с успехом использует понятие так называемых "дрейфовых солитонов".

Сегодня в теории существует понятие "элементарные процессы" взаимодействия солитонов с частицами и волнами в плазме. Одной из нерешенных задач физики солитонов является исследование их влияния на процессы плазменной кинетики таких, как формирование функции распределения частиц по скоростям, взаимодействие электронного пучка - плазма, исследование влияния солитонов на процессы переноса прежде всего в замагниченной плазме и даже исследование влияния солитонов на процессы в магнитосфере Земли и др.

2.3.4 Синергетика плазмы

Под этим понимается изучение динамических диссипативных процессов в плазме, когда вкладываемая извне в плазму энергия переходит в энергию элементарных и коллективных процессов самоорганизации плазмы. Понятие самоорганизации предполагает наличие самоорганизующихся структур, к которым можно отнести, например, солитоны, бесстолкновительные ударные волны. Ближайшая задача в этой области - разработка теоретических основ самоорганизации плазмы в режиме детерминированного динамического хаоса. Понятие динамического хаоса (стохастизация процесса) означает, что эволюция системы (развитие процесса) имеет вероятностный характер, например, случайный выбор партнеров по процессу. Построение теории самоорганизующихся плазменных структур дело ближайшего будущего.

2.4 Нестабильности системы пучок - плазма

Известно несколько типов неустойчивости системы пучок-плазма при концентрации электронов пучка N_b , много меньшей, а тепловой скорости v_b много большей соответствующих параметров N_t и v_t плазмы - мишени. В рамках неустойчивости типа "пучок - плазма" полагается, что колебания плазмы, увеличивая свою энергию за счет энергии электронов пучка, усиливаются. Важно иметь при этом в виду, что функция распределения электронов по энергиям в поле электромагнитной волны не изменится, если τ_{ee} много меньше, чем период колебаний электрона в поле волны. В рамках модели известно дисперсионное соотношение:

$$1 = \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + \frac{\omega_0^2}{(\omega - kv_b)^2} \frac{N_b}{N_t}, \quad (2.16)$$

где ω_0 - плазменная частота, k - волновое число, v_b - скорость b электронов. Если фазовая скорость плазменных колебаний $\omega/k \approx v_b$, взаимодействие пучок - плазма будет иметь резонансный характер. Осцилляции такого рода слабо влияют на параметры плазмы.

Второй тип неустойчивости основан на модели взаимодействия b и t электронов, при которой энергия пучка трансформируется в энергию плазменных колебаний непосредственно через взаимодействие с электронами плазмы. Известна также, так называемая, неустойчивость Бунемана, которая может развиваться в системе плазма - пучок, если средняя скорость электронов в плазме отличается от скорости ионов, т.е. для типичных случаев неравновесной НТП.

3. Статистика ионизованного газа

Внутренние степени свободы частицы в случае $[LS]$ связи моментов определяются пространственной ориентацией ее орбитального момента и спина, а также степенью ее возбуждения. Спин S и орбитальный момент L измеряются в единицах $\hbar$. В рамках теории Бора-Зоммерфельда момент количества движения частицы (полный момент) J принимает значения от $|L + S|$ до $|L - S|$, $\Delta J = \pm 1$. Частице с полным моментом J приписывается статистический вес g .

$$g = 2J + 1 \quad (3.1)$$

Электрон, протон, нейтрон, нейтрино имеют значение спина равное $1/2$ (в единицах $\hbar$), спин фотона равен 1. Максимальное значение спина $S = 11/2$, обнаруженное на сегодня, относится к ядерной частице из группы барионов. Для процессов, не сопровождающихся изменениями в самом атомном ядре, спины ядерных частиц можно не учитывать. У атомов с небольшим количеством валентных электронов (легкие атомы) сложение моментов определяется Рассель-Саундерской схемой сложения, по которой орбитальные и спиновые моменты отдельных электронов складываются независимым образом. Например, на внешней оболочке имеется три электрона с орбитальными моментами $l_1 = 1; l_2 = 1; l_3 = 2$, тогда максимально возможное значение суммарного орбитального момента $L = 4$, а минимальное равно нулю. Этим состояниям термов возбужденного атома соответствует символика S, P, D, F, M - уровни. В рамках связи Рассель-Саундерса имеем:

$$J = L + S, \dots \dots \dots |L - S| . \quad (3.2)$$

При $L > S$ каждый уровень расщепляется на $(2S + 1)$ подуровня, при $L < S$ на $(2L + 1)$ подуровней. S , равное нулю, соответствует единственному терму, $S = 1/2$ - дублетной структуре термов, $S = 1$ - триплетной структуре, и т. д. У заполненных электронных оболочек суммарные спин-овые и орбитальные моменты равны нулю. У тяжелых элементов и элементов с большим числом валентных электронов $[L, S]$ - схема сложения моментов не выполняется. В этом случае спин - орбитальное взаимодействие для отдельных электронов больше, чем эти же взаимодействия между всеми электронами, т.е. реализуется случай так называемой $[j - j]$ связи. Существуют и промежуточные виды связей. Следует заметить, что для приближенных термодинамических расчетов в двух последних случаях иногда применяются $[L, S]$ схемы сложения моментов.

Полный статистический вес состояния частицы $\sum g_a$ есть статистическая сумма по всем степеням свободы. В общем случае

$$\sum g_a = \sum_n g_n \exp \left[-\frac{U_n}{T} \right]. \quad (3.3)$$

Здесь U_n - потенциал возбуждения n -состояния. Заметим, что для изолированного атома при $n \rightarrow \infty$ полный статистический вес системы возбужденного атома с математической точки зрения расходится. В плазме обрезание $\sum_n g_n$ происходит естественным образом за счет снижения эффективной энергии ионизации атома из-за межчастичного и кулоновского взаимодействия. Такой подход позволяет найти максимальное эффективное значение главного квантового числа n , используя разные варианты оценки n_{max} . За n_{max} принимают:

1. - значение главного квантового числа возбужденного состояния, для которого радиус электронной орбиты $r_n \sim n^2$ равен среднему расстоянию между частицами;
2. - n_{max} соответствует возбужденному состоянию атома, для которого $r_n = R_D$;
3. - n_{max} соответствует уровням, для которых наблюдается эффект "слияния" из-за внутреннего Штарк-эффекта.

Так наличие в плазме флуктуирующих микрополей заряженных частиц приводит к выражению для n_{max} , известному в астрофизике как формула Инглиса-Теллера.

$$n_{max} = 1,04 \cdot 10^{-3} N_e^{-2/15}. \quad (3.4)$$

Стационарное состояние закрытой системы, изолированной от окружающей среды, является состоянием термодинамического равновесия системы с одной и той же температурой нейтральных атомов и заряженных частиц. При этом прямые и обратные процессы идут по одному и тому же пути и уравнивают друг друга. В реальных ситуациях открытой делает ионизованную среду излучение. Рассмотрим, например, столкновительную ионизацию атомов при электронном ударе и обратную ей тройную рекомбинацию:



При термодинамическом равновесии число актов ионизации в кубическом сантиметре среды за одну секунду $[\text{см}^{-3}\text{с}^{-1}]$ равно числу актов рекомбинации:

$$k_1 N_a N_e = k_2 N_i N_e^2, \quad (3.6)$$

где k_1 и k_2 константы прямого и обратного процессов (их размерность $[\text{см}^3\text{с}^{-1}]$), а N соответственно концентрации атомов, электронов и ионов.

В этом случае константа равновесия K может быть определена следующим образом:

$$K = \frac{k_1}{k_2} = \frac{N_i N_e}{N_a}. \quad (3.7)$$

При термодинамическом равновесии соотношение (3.1) приводит к формуле Саха:

$$\frac{N_e N_i}{N_a} = 3 \cdot 10^{21} \frac{g_e g_i}{\sum g_a} T^{3/2} \exp -\frac{U_i}{T}, \quad (3.8)$$

здесь g_e и g_i - статистические веса электрона и иона, $\sum g_a$ - полный статистический вес нейтрального атома, U_i - потенциал ионизации атома, выраженный так же, как и температура T , в электронвольтах. Рассмотрение этого соотношения как частного случая химического равновесия позволяет получить его методами классической термодинамики без каких-либо допущений.

В условиях низкотемпературной плазмы при энергии электронов существенно меньшей потенциала ионизации атома (однократная ионизация) в (3.8) обычно учитывают статистические веса основного состояния иона (g_i), невозбужденного (g_0) и первого возбужденного (g_1) состояния нейтрального атома. Т.е. суммарный статистический вес нейтрального атома

$$\sum g_a \approx g_0 + g_1 \exp\left(-\frac{U_{exc}}{T}\right),$$

где U_{exc} - энергия возбуждения. Выражения, аналогичные (3.8) легко написать для случая многократной ионизации с образованием частицы с зарядом Z , где роль первой ступени играет ион с зарядом $Z - 1$. В условиях газоразрядной плазмы случаю термодинамическом равновесия соответствуют условия в положительном столбе электрической дуги высокого давления (0,1 - 0,5 атм.) при температуре $T \approx 6000 - 12000 K$.

В случае полного термодинамического равновесия спектральная характеристика излучения плазмы (энергия, излучаемая единицей объема в единичном интервале длин волн) совпадает с излучением черного тела при температуре T :

$$U_\lambda(T) = \frac{a_1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{a_2}{\lambda T}\right) - 1}. \quad (3.9)$$

Здесь и далее a_1, a_2 - константы, λ выражается в см, T в градусах Кельвина.

В случае коротких длин волн или низких температур ($\frac{a_2}{\lambda T} \gg 1$) формула (3.9) переходит в формулу Вина:

$$U_\lambda(T) = \frac{a_3}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{a_4}{\lambda T}\right). \quad (3.10)$$

Случаю больших длин волн или высоких температур соответствует формула Релея - Джинса:

$$U_\lambda(T) \approx \frac{a_5}{\lambda^4} T. \quad (3.11)$$

Излучение черного тела приобрело новое звучание в атомной физике, когда Галлахер и Кук в 1979 году обратили внимание на то, что поглощение излучения стенок экспериментального устройства при комнатной

температуре атомами в высоковозбужденных состояниях с энергией связи порядка 10^{-2} эВ может приводить к уменьшению их времени жизни в несколько раз по сравнению с теоретическими данными.

4. Процессы упругого рассеяние частиц в газофазных средах

4.1 Газокинетические сечения упругого рассеяния

При нерелятивистских бинарных упругих столкновениях полная кинетическая энергия системы сталкивающихся частиц до и после столкновения сохраняется. В случае неупругих столкновений максимальная кинетическая энергия, которая может перейти при столкновениях во внутреннюю энергию частиц определяется соотношением:

$$E = \frac{1}{2} \mu v_0^2, \quad (4.1)$$

где v_0 - начальная относительная скорость частиц, а μ - приведенная масса пары частиц.

Макроскопическое или массовое сечение Q в физике ионизованного газа определяется из соотношения:

$$I = I_0 e^{-Ax}, \quad (4.2)$$

где I_0 - поток частиц, падающих на газовую мишень, а правая часть соответствует нерассеянной на длине x компоненте потока. Из соотношения размерности следует, что размерность коэффициента A - $[A] = \text{см}^{-1}$. Эта величина носит название макроскопического коэффициента Q , который связан со средней длиной свободного пробега $\bar{\lambda}$ рассеиваемых частиц соотношением:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{Q}. \quad (4.3)$$

В режиме однократных столкновений в бинарном приближении

$$Q = \sigma N, \quad (4.4)$$

где N - концентрация рассеивающих частиц мишени ($[N] = \text{см}^{-3}$), а σ - носит название эффективного сечения процесса и служит мерой вероятности того, что в данных условиях процесс будет реализован. Средний пробег атомов $\bar{\lambda}_a$ в собственном газе в приближении бинарных столкновений твердых невзаимодействующих шаров диаметра d (по Максвеллу)

$$\bar{\lambda}_a = \frac{1}{\sqrt{2}N\pi d^2}, \quad \bar{\lambda}_a \sim \frac{T}{p}, \quad \bar{\lambda}_a \neq f(T), \quad (4.5)$$

где N и T - концентрация и температура атомов, p - давление.

Если частица малой примеси с кинетической энергией $E_1 = m_1 v_1^2/2$ и диаметром $d_1 = 2a_1$ рассеивается в основном газе с концентрацией N , при энергии теплового движения $E_2 = m v_2^2/2$, то длина свободного пробега атома примеси

$$\bar{\lambda}_a = \frac{1}{N\pi(a_1 + a_2)^2 \sqrt{1 + \frac{v_2^2}{v_1^2}}}, \quad (4.6)$$

здесь $a_2 = d_2/2$ - радиус атомов основного газа.

В кинетической теории газов вводится понятие газокинетического эффективного сечения упругого рассеяния $\sigma_a = \pi(a_1 + a_2)^2$. В Таблице 4.1 приведены значения d для некоторых атомарных и молекулярных газов, используемые при расчете газокинетических сечений и экспериментально определенные по измерению вязкости газов.

Газ	$\sigma,$ 10^{-15} см^2	$d,$ 10^{-8} см	$\bar{\lambda}_a,$ 10^{-3} см
H_2	2,29	2,70	8,41
He	1,45	2,15	13,2
Ne	3,93	3,54	9,41
Ar	4,02	3,58	4,76
O_2	3,98	3,56	4,81
N_2	4,31	3,70	4,47

Таблица 4.1

В таблице 4.1 приведены данные о длинах свободного пробега и эффективных сечениях при температуре газа 273 К и давлении $p = 1$ мм.рт.ст.

Газокинетические эффективные сечения характеризуются величинами порядка $10^{-15} - 10^{-14}$ см² и традиционно служат количественным "ориентиром" при количественной оценке процессов столкновений. Длины свободного пробега частиц (средние длины рассеяния), приведенные в формулах (4.5) и (4.6) и в таблице 4.1, не учитывают зависимости $\bar{\lambda}$ от температуры из-за взаимодействия частиц. Попытка ввести такого рода поправку в модель рассеяния упругих шаров, иначе говоря учесть влияние дисперсионных сил, сводится к введению так называемой постоянной Сазерленда в выражении для $\bar{\lambda}$. Классический подход к рассеянию электрона на атоме, рассматривая его как частицу ничтожно малого диаметра ($d_1 \ll d_2, v_1 \gg v_2$), приводит выражение (4.6) к виду:

$$\bar{\lambda}_e = 4\sqrt{2}\bar{\lambda}_a, \quad (4.7)$$

что, в лучшем случае, без учета волновой природы электрона может дать только порядок величины в области энергий 1 - 10 эВ, характерных для условий низкотемпературной плазмы.

4.2 Упругое рассеяние электрона на атомах

Приведем значения нескольких параметров, характеризующих электрон в рамках модели частица-волна. Длина волны Де-Бройля для нерелятивистских частиц

$$\lambda_e = \frac{\hbar}{m_e v_e} = 10^{-8} \sqrt{\frac{154}{E}} \text{ см.} \quad (4.8)$$

Здесь $\hbar$ - постоянная Планка, E - энергия электрона в эВ.

Скорость электрона удобно находить из соотношения:

$$v_e = 6 \cdot 10^7 \sqrt{E} \text{ см/с.} \quad (4.9)$$

где E - энергия электрона в эВ. Таким образом, электрону с энергией 1 эВ соответствует длина волны порядка 10^{-7} см, относящаяся к области рентгеновского излучения.

Если длина волны Де-Бройля сравнима или превышает характерные размеры, на которых меняются силы, действующие на частицу (в нашем случае это размер атома - величина порядка 10^{-8} см), последняя проявляет волновые свойства дифракции и интерференции. В свою очередь это влияет на дифференциальные $\frac{\partial \sigma}{\partial \theta}$ и полные $\frac{\partial \sigma}{\partial E}$ сечения рассеяния медленных электронов в атомарных и молекулярных газах (θ и E здесь соответственно угол рассеяния и энергия частицы).

Броде (1933 г.) обработал экспериментальные данные по сечениям упругого рассеяния электронов с энергией $1 \div 100$ эВ для газов и паров металлов, усредненные по большому числу экспериментов. Свои результаты он представил как вероятность P_c , равную среднему числу столкновений испытываемых частиц на 1 см пути в газе-мишени при давлении 1 мм. рт. ст. и температуре 273 К. Эта вероятность столкновений связана с сечением процесса рассеяния соотношением:

$$\sigma = 0,283 \cdot 10^{-16} P_c \text{ см}^2. \quad (4.10)$$

На "классических" "кривых Броде" энергия электрона по оси абсцисс в эВ получается возведением в квадрат значения абсциссы.

В области больших энергий эффективные сечения падают и электроны, получившие в результате этого больше энергии от электрического поля в плазме получили название "убегающие электроны" - термин, пришедший из исследований горячей плазмы. И сегодня "кривые Броде" можно считать надежными и использовать при расчете процессов в ионизованном газе и плазме. Заметим, что волновые свойства при рассеянии могут проявлять не только электроны, но и тяжелые частицы в определенном интервале их параметров, например, в случае рассеяния сравнительно легкого атома лития на атоме ртути при скорости относительного движения частиц $3 \cdot 10^4$ см/с. Классическая кинетическая теория требует монотонного увеличения сечений упругого рассеяния частиц с уменьшением энергии. В то же время на кривых Броде отчетливо проявляются особенности в зависимости $\sigma(E)$ в области малых энергий - Ar, Kr, Xe . Этот эффект, объясняемый волновой природой электрона, вошел в литературу как "эффект Рамзауэра" (1921 г.), хотя почти одновременно независимо наблюдался Таунсендом и Бейли (1922 г.). Причину возникновения эффекта Рамзауэра - Таунсенда (невозможного в рамках классической механики) можно наглядно представить, используя соотношение неопределенностей Гейзенберга для импульса и координаты ча-

стицы $\Delta(mv)\Delta x \geq \hbar$. При неопределенности в координате порядка размеров атома (10^{-8}) см, для электрона ($m_e \approx 10^{-27}$ г) неопределенность в скорости составляет $\Delta v \approx 10^8$ см/с, что соответствует энергии электрона порядка 1 эВ. Т.е. неопределенность в энергии частицы оказывается порядка самой энергии и классическое описание рассеяния теряет силу. В области энергий электронов много меньшей 0,1 эВ рассеивание носит чисто волновой характер и определяется "длиной рассеивания" электрона на атоме так называемым параметром Ферми L . В области энергий электронов

$$\sigma = 4\pi L. \quad (4.11)$$

Определенное выше эффективное сечение σ отвечает рассеянию на все возможные углы θ от нуля до π . В физике ионизованного газа вводится также понятие диффузионного или транспортного сечения σ_{tr} , которое отвечает на вопрос, как быстро электроны растрачивают энергию своего направленного движения. Название транспортное связано с тем, что это сечение используется в уравнениях переноса:

$$\sigma_{tr} = \sigma(1 - \overline{\cos \theta}), \quad (4.12)$$

здесь σ полное эффективное сечение рассеяния, θ - угол рассеяния, $\overline{\cos \theta}$ - значение $\cos \theta$, усредненное по θ . В случае изотропного рассеяния (либо рассеяния под углом 90°), $\sigma_{tr} = \sigma$. В области энергий от долей электронвольта до нескольких электронвольт σ_{tr} порядка $10^{-15} - 10^{-16}$ см². Если частицы рассеиваются преимущественно назад $\sigma < \sigma_{tr} < 2\sigma$, а при преимущественном рассеивании вперед $0 < \sigma_{tr} < \sigma$. У большинства газов в интересующем нас диапазоне энергий электронов $\sigma_{tr} = (0,9 - 0,99)\sigma$. При преимущественном рассеянии вперед, электрон должен испытать несколько столкновений прежде, чем направление его импульса изменится, т.е. $\lambda_{tr} > \lambda$.

Приведем несколько примеров значений эффективных сечений упругого рассеяния электронов на атомах. При энергиях электрона $E = 1$ эВ наибольшие значения эффективных сечений относятся к случаю щелочных металлов из-за их высокой поляризуемости: от $5 \cdot 10^{-14}$ см (Cs) до $2 \cdot 10^{-14}$ см (Na). Для тяжелых инертных газов $E = 1$ эВ соответствует положению Рамзауэровского минимума: $\sigma \approx 1,5 \cdot 10^{-16}$ см², та же величина σ характерна для Ne . Для элементов подгруппы цинка Zn, Cd, Hg соответствующее значение сечений $\sigma > 10^{-15}$ см². В молекулярных га-

зах, где температура электронов обычно меньше, чем в атомарных, из-за наличия каналов потери энергии на возбуждение колебательных и вращательных уровней молекул, на зависимостях $\sigma(E)$ могут также наблюдаться особенности, связанные с волновой природой электрона. Для оценки σ в области больших энергий ($E > 30$) эВ используют формулу:

$$\sigma \approx 6 \cdot 10^{-15} Z^{4/3} E^{-1}. \quad (4.13)$$

Теоретический подход к расчету кинетических коэффициентов электронов в плазме основан на решении кинетического уравнения Больцмана для функции распределения электронов по скоростям. При этом зависимости кинетических коэффициентов от приведенной напряженности электрического поля E/p выражаются через зависимости от энергии сечений элементарных процессов. Надо сказать, что при определении коэффициентов переноса галлоидносодержащих соединений и углеводородов в области упругих электрон - молекулярных столкновений в условиях нестационарной плазмы до самого последнего времени сохраняется приоритет эксперимента над теорией.

Оценим характерное время электрон-электронных соударений τ_{ee} в условиях низкотемпературной (НТП). В этом случае в качестве параметра соударения используем, так называемый, кулоновский радиус r_0 - расстояние, на котором потенциальная энергия взаимодействия электронов e^2/r_0 сравнима с кинетической энергией их относительного движения:

$$\frac{e^2}{r_0} = \frac{\mu v^2}{2}, \quad (4.14)$$

где v — относительная скорость движения. В случае электрон - электронных столкновений приведенная масса μ равна половине массы электрона. Представив эффективное сечение процесса, как $\sigma = \pi r_0^2$, можно прийти к соотношению:

$$\sigma = \frac{\pi e^4}{E^2} \ln \Lambda, \quad (4.15)$$

где $\ln \Lambda$ - так называемый кулоновский логарифм. Для типичных условий НТП $\ln \Lambda \approx 15$. Тогда:

$$\tau_{ee} = \frac{\lambda}{v} = \frac{1}{N_e \sigma v} = \frac{m^2 v^3}{4\pi e^4 \ln \Lambda}. \quad (4.16)$$

5. Процессы переноса в плазме

Явления переноса в ионизованных газах определяются упругими столкновениями, приводящими к изменению импульса частиц. К ним относятся: перенос частиц (диффузия), тепла (теплопроводность) и импульса (вязкость). Природа этих процессов одна и та же - наличие градиента макроскопических параметров среды. Классическая теория дает достаточно хорошие результаты при расчете процессов переноса за исключением случая самых легких газов при низких температурах.

5.1 Диффузия

Самый наглядный пример процессов переноса это *диффузия* незаряженных частиц в собственном газе. В рамках кинетической теории газов,

$$\vec{j} = -D\nabla N, \quad (5.1)$$

где $\vec{j}$ - плотность диффузионного потока [$\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$], N - концентрация частиц, D - коэффициент диффузии [$\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$].

Различают случаи взаимной диффузии в смеси газов разного сорта (в этом случае диффузионный процесс приводит к выравниванию процентного состава смеси во всем объеме) и случаи самодиффузии, когда компоненты газовой смеси идентичны. К этому же типу процессов относится и термодиффузия, приводящая в конечном итоге к возникновению либо самодиффузии (газ одинаков по составу), либо взаимной диффузии (газ содержит две или более компоненты). Уравнение (5.1) (закон диффузии Фика) применимо к случаю самодиффузии и взаимной диффузии двухкомпонентных примесей, если концентрация одной очень мала, а также диффузии медленных нейтронов. В приближении среднего свободного пробега λ $D = \frac{\bar{v}\lambda}{3}$. В случае самодиффузии правильный

численный коэффициент для случая самодиффузии равен $1/2$, а не $1/3$. Однако для случая газовых смесей в литературе рекомендуется пользоваться более строгой кинетической теорией.

В 1979 г. экспериментально была обнаружена ранее предсказанная теоретически "светоиндуцированная диффузия" - возникновение макроскопического потока атомов под действием резонансного излучения в присутствии буферного газа. Этот эффект приводит к заметным изменениям плотности частиц, например, в поглощающей среде молекул SF_6 , облучаемых излучением CO_2 лазера, и зависит от знака разности частот столкновений резонансно возбужденного и нормального атомов с атомами буферного газа и разности частоты облучающего света ν и частоты атомного перехода ν_0 .

В стационарном случае при D , не зависящим от координаты, диффузионное уравнение имеет вид:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -D\nabla^2 N. \quad (5.2)$$

Пусть L - расстояние, на котором происходит заметное изменение плотности частиц. В этом случае из (5.2) следует оценка характерного времени изменения плотности,

$$\tau_L \sim \frac{L^2}{D} \sim \frac{L^2}{\lambda v}. \quad (5.3)$$

Подобный макроскопический анализ диффузионного переноса применим, если заметное (характерное) изменение плотности частиц происходит на временах больших, чем время столкновений τ ,

$$\frac{\tau}{\tau_L} \sim \frac{\lambda^2}{L} \ll 1. \quad (5.4)$$

Таким образом плотность частиц меняется заметным образом на расстояниях много больших λ . Решение уравнения (5.2) зависит от геометрии объема и граничных условий. В рамках диффузионной модели плотность частиц около стенки объема с ионизованным газом изменяется по линейному закону и обращается в ноль на расстоянии d от внутренней поверхности стенки объема, получившего название длины линейной экстраполяции, что приводит к виртуальному увеличению геометрических размеров как результату математического решения диффузионной задачи. В плазменных задачах величина d обычно пренебрежимо мала по

сравнению с размерами объема, занятого плазмой, и при расчетах обычно не учитывается, в отличие от задач физики нейтронов.

$$d = 0,71\bar{\lambda}, \quad (5.5)$$

где $\bar{\lambda}$ - средняя длина пробега частицы по отношению к передаче импульса. Приведенное выражения для d получено для случая плоской границы.

Решение стационарного уравнения диффузии (5.3) для наиболее часто встречающейся плазменной среды, имеющей геометрию цилиндра радиуса R_0 и высоты H для основной диффузионной моды имеет вид:

$$\frac{1}{D\tau_D} = \left(\frac{2,405}{R_0}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2, \quad (5.6)$$

здесь τ_D имеет смысл характерного времени диффузии - основной диффузионной моды при выключении источника возбуждения.

Отсюда легко получить выражение для оценки среднего времени жизни частицы до их столкновений со стенками $\tau \approx R^2/D$, где R - характерный размер сосуда.

Несколько слов о диффузии возбужденных атомов и молекул. Поскольку время жизни τ возбужденного атома, связанного с основным состоянием разрешенным дипольным переходом, есть величина порядка $10^{-8} \div 10^{-6}$ с, в оптически тонких средах меньше характерного диффузионного времени τ_D , о диффузионном уходе на стенку короткоживущих атомов говорить не приходится. Другое дело атомы в метастабильных состояниях. Наряду с другими процессами тушения (удары 2-ого рода при столкновениях с атомами и молекулами, ступенчатые процессы возбуждения и ионизации при столкновениях с атомами и электронами, химические реакции разного типа), процесс "тушения" метастабильного атома на стенке плазменного объема вполне вероятен, как и тушение колебательно возбужденной молекулы при взаимодействии со стенкой. При этом вероятность тушения a зависит от материала стенки (см. таблицу 5.1), причем у симметричных молекул эта вероятность много меньше, чем у несимметричных.

Газ	Материал стенки	Вероятность тушения a, c^{-1}
H_2	кварц	$5 \cdot 10^{-4}$
	молибденовое стекло	$6 \cdot 10^{-4}$
	нержавеющая сталь	$6 \cdot 10^{-4}$
	медь	$2 \cdot 10^{-3}$
	никель	$1 \cdot 10^{-3}$
CO_2	тефлон	$\sim 0,2$
	латунь	
	пирексовое стекло	
	молибденовое стекло	

Таблица 5.1

Для метастабильных атомов вероятность "тушения" порядка единицы, так что они отражаются обратно в объем в виде нормальных атомов. Этот процесс намного эффективнее чем разрушение, например, при столкновениях с частицами собственного газа. Так, для метастабильного 2^1S He при комнатной температуре сечение дезактивации $\sigma = 10^{-20}$ см². Длина свободного пробега метастабильного атома в собственном газе, как следует из эксперимента, определяется в значительной степени поляризационным взаимодействием. Например коэффициенты диффузии для $He(2^3S)$ и $He(2^1S)$ относятся, как 1:3, что хорошо согласуется с их относительными поляризуемостями. Результаты многочисленных экспериментов позволяют сделать вывод о том, что диффузионное время τ_m для метастабильных атомов больше характерного времени диффузии атомов τ_a и меньше характерного времени диффузии ионов τ_i ($\tau_a < \tau_m < \tau_i$). Одним из процессов, увеличивающих τ_i , служит процесс резонансной перезарядки.

5.2 Теплопроводность и вязкость

Математическое описание процессов переноса: диффузии, теплопроводности и вязкости аналогичны. Классическая теория дает разумные результаты при вычислении коэффициентов переноса за исключением легких газов при низких температурах, где становится необходимым квантово-механический подход. *Теплопроводность* - характеризует перенос энергии из-за наличия градиента температуры в объеме, занятым газом.

$$\vec{q} = -\chi \nabla T, \quad (5.7)$$

где $\vec{q}$ - плотность потока тепла, χ - температурная проводимость (коэффициент теплопроводности).

$$\chi \sim N \bar{v} \lambda \sim \frac{\bar{v}}{\sigma} \sim \frac{1}{\sigma} \sqrt{\frac{T}{M}}. \quad (5.8)$$

По физическому смыслу $\chi \sim D \cdot c$, где D - коэффициент диффузии, а c - теплоемкость. Для полностью ионизованной плазмы $\chi \sim T^{5/2}$, причем в условиях плазмы, как и в случае диффузии, используются отдельные понятия электронной и ионной теплопроводностей. Коэффициент теплопроводности не зависит от концентрации частиц, поскольку увеличение концентрации приводит к соответственному уменьшению длины свободного пробега λ и в тоже время зависит от сечения столкновения σ (порядка $10^{-14} - 10^{-16}$ см²) и массы частиц, как $M^{-1/2}$. Поэтому для увеличения охлаждения плазмы сильноточных дуг или мощных газовых лазеров используют добавку гелия. Поскольку сечение упругих столкновений в общем случае падает с увеличением температуры, то χ в (5.8) с увеличением температуры растет быстрее, чем $T^{1/2}$.

В газовых лазерах температура газа ограничена сверху необходимостью создания инверсной заселенности. Поэтому существует проблема теплоотвода для лазерно - активных сред и прежде всего молекулярных, для которых характерен рост температурной зависимости скорости колебательной релаксации лазерных уровней. Вклад в тепловой поток различных плазменных частиц в первом приближении аддитивен. Теплопроводность водородной плазмы при $T_e \sim 10^6$ К в 30 раз превышает теплопроводность меди.

В физике и химии плазмы существует понятие реактивной теплопроводности, под которым понимают перенос потенциальной энергии системы частиц в поступательную (кинетическую) в результате неупругих процессов типа диссоциации, рекомбинации, химических реакций. Например, возбужденные молекулы диффундируют из более горячих областей газового разряда в более холодную и там рекомбинируют. В таблице 5.2 приведены значения коэффициента теплопроводности χ некоторых однокомпонентных газов, измеренные при атмосферном давлении при температуре 500 К.

Газ	<i>He</i>	<i>Xe</i>	<i>H</i> ₂	<i>N</i> ₂	<i>CO</i> ₂
χ , [Вт/(см К)]	22	0,9	27	4	3,25

Таблица 5.2

В неидеальной плазме, когда основным типом взаимодействия частиц становится кулоновское рассеяние, при наличии в плазменном объёме градиента электронной температуры реализуется, так называемый, кондуктивный механизм переноса тепла электронами с плотностью потока переноса энергии:

$$\vec{q}_x \approx -\alpha \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (5.9)$$

Здесь α - коэффициент электронной теплопроводности ($\alpha \sim \frac{\bar{v}_e}{\sigma_{kul}}$), σ_{kul} - транспортное сечение рассеяния электронов на ионах.

Вязкость - проявление эффектов внутреннего трения, обусловленное переносом импульса потока частиц одного сорта, пропорциональное градиенту скоростей и направленное противоположно этому градиенту. Она может влиять на процессы в пристеночных слоях разряда. В магнито-гидродинамической модели, рассматривающей плазму как проводящую жидкость с электронной и ионной компонентами, движущимися одна сквозь другую, электрическое сопротивление плазмы трактуется как результат взаимного трения обеих жидкостей.

5.3 Дрейфовая скорость

Рассмотрим баланс силы торможения, обусловленной кулоновскими столкновениями заряженных частиц, и силой, с которой на электроны действует электрическое поле напряженностью E в полностью ионизованной плазме. В процессе протекания тока через плазму будем считать ионы неподвижными. Положим, что при установившемся разрядном токе в каждом акте рассеивания электрон полностью теряет свой импульс $m_e \vec{v}$, где m_e -масса электрона, а $\vec{v}$ - его направленная скорость. В этих условиях должно существовать равновесие между силами ускорения электрона полем и торможения при электрон - ионных столкновениях с частотой ν_{ei} :

$$-eE = m_e \vec{v} \nu_{ei}. \quad (5.10)$$

Плотность тока

$$\vec{j} = -eN_e\vec{v}. \quad (5.11)$$

Из (5.10) и (5.11) следует:

$$\vec{j} = (e^2 N_e \tau_{ei} m_e^{-1}) \cdot \vec{E} = \sigma_e \cdot \vec{E}. \quad (5.12)$$

Выражение (5.12) есть ни что иное, как закон Ома для единичного элемента плазмы, а σ_e носит название электропроводности или удельной проводимости плазмы. В реальной ситуации в результате многих столкновений и частичного сохранения импульса направленного движения, характеризуемого транспортным сечением рассеяния, электрон приобретает скорость дрейфа v_d в направлении поля. При движении в режиме упругого рассеяния заряженной частицы в нейтральном газе в приложенном электрическом поле напряженностью E дрейфовая скорость

$$v_d = -\frac{eE}{m_e\nu} = -bE, \quad (5.13)$$

где ν - частота упругих столкновений. Дрейфовая скорость, приобретаемая заряженной частицей в электрическом поле единичной напряженности, имеет название *подвижности* b . Понятие "подвижность" также как и явления переноса (диффузия, теплопроводность, вязкость) основаны на представлении о средней длине свободного пробега частицы. Квантово - механические расчеты подвижности при низких температурах газов должны учитывать специфику типов взаимодействия частиц. Если использовать связь средней длины рассеяния и коэффициента диффузии $D = \frac{1}{3}\lambda_e v_e$, можно получить:

$$b = \frac{eD_e}{T_e}; \quad \frac{b}{D} = 1,16 \cdot 10^4 T^{-1}. \quad (5.14)$$

Здесь температура выражается в градусах Кельвина.

Отношение b/D , определяемое формулой (5.14), в литературе носит название соотношения Эйнштейна. В равновесной плазме оно выполняется при любой зависимости частоты столкновений от скорости частиц и не всегда выполняется при больших значениях приведенной напряженности поля E/p . Заметим, что формулы типа (5.14) для электронов и ионов удобно использовать для расчета коэффициента диффузии D по

соответствующим значениям подвижности и наоборот. Во всех процессах переноса под длиной свободного пробега понимается $\lambda = \frac{1}{N\sigma_{tr}}$, где σ - транспортное сечение. Тогда выражение для тока электронов пропорциональное E имеет вид:

$$j = eN_e v_d = \frac{e^2 N_e E}{m_e \bar{v}} = \frac{e^2 N_e E}{m_e \nu} = \sigma_e E, \quad (5.15)$$

где $\bar{v}$ - средняя тепловая скорость электронов, ν - частота соударений электронов с атомами, σ_e - удельная проводимость идеальной плазмы,

$$\sigma_e = 2,82 \cdot 10^{-4} \frac{N_e}{\nu} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}. \quad (5.16)$$

Процесс нагрева электронов в газе в присутствии электрического поля выглядит следующим образом. Электрон, ускорившись в направлении поля за время между двумя столкновениями, передает большую часть приобретенной энергии остальным электронам в электрон - электронных столкновениях. При этом его дрейфовая скорость в направлении поля v_d оказывается много меньше средней тепловой скорости плазменных электронов $\bar{v}$.

$$\frac{v_d}{\bar{v}} = \sqrt{\frac{\delta}{2}}, \quad (5.17)$$

где $\delta = 2m/M$ - часть энергии, передаваемая электрону в упругом столкновении с атомом. Оценка, проведенная для типичного случая водородной НТП, приводит к соотношению $v_d/\bar{v} \approx 10^{-2}$.

5.4 Продольная и поперечная диффузия заряженных частиц

5.4.1 Ионы

При невысоких значениях напряженности электрического поля в плазме, когда для ионов реализуется соотношение $v_d^2 \ll \bar{v}^2$ диффузию ионов в плазме можно считать изотропной т.е. $D_R \approx D_L$. Здесь D_R и D_L - коэффициенты диффузии соответственно в радиальном и продольном

направлениях для случаях цилиндрической симметрии. В сильных электрических полях это соотношение не выполняется и продольная составляющая диффузионного потока оказывается больше, чем радиальная ($E/N_0 > 10^{-15}$ В·см²).

5.4.2 Электроны

Иная ситуация может наблюдаться для электронов, что связано с реально существующей зависимостью частоты упругих электрон - атомных столкновений при $E/N_0 > 10^{-18}$ В·см² от энергии электронов. В результате на дрейфовый поток электронов накладывается диффузионный поток, определяемый коэффициентом диффузии D_L :

$$D_L \approx D_R \left(1 - \frac{\widetilde{\nu}_m}{1 + 2\widetilde{\nu}_m}\right), \quad (5.18)$$

где $\widetilde{\nu}_m$ - логарифмическая производная или "крутизна" функции $\nu_m(\varepsilon)$, $\nu_m(\varepsilon) = \frac{\partial \ln \nu_m}{\partial \ln \varepsilon}$, ε - энергия электронов.

Таким образом соотношение D_R и D_L зависит от типа зависимости $\nu_m(\varepsilon)$. Расчеты в приближении (5.18) приводят к удовлетворительному согласию с экспериментом.

Интересен вопрос, может ли электрон в плазме двигаться против электрического поля. Краткий ответ заключается в следующем. Известны две таких ситуации. В условиях работы горячего катода электроны термической эмиссии обладают энергией, зависящей от температуры и работы выхода катода. При перегреве катода с образования облака электронов вблизи его поверхности вылетевший электрон может получить добавочную энергию при электрон - электронных столкновениях, достаточную для преодоления катодного падения, т.е. идти против поля. Это случай, так называемой, дифференциальной отрицательной проводимости для быстрых электронов. Другой вариант - быстрый электрон тормозится из-за увеличения сечения рассеяния в области Рамзауэровского минимума, т.е. приобретает составляющую скорости против поля - случай, так называемой, абсолютной отрицательной проводимости (АОП). По её экспериментальному обнаружению существует достаточное число предложений, но известен лишь один эксперимент, где непосредственно наблюдался эффект АОП - в послесвечении ренгеновского импульса в легких инертных газах.

5.5 Амбиполярная диффузия

После зажигания разряда более быстрые электроны заряжают поверхность стенки разрядного устройства отрицательно поскольку $D_e \gg D_i$. Образовавшееся радиальное электрическое поле начинает ускорять ионы и замедлять электроны. Существующий в плазме радиальный градиент плотности заряженных частиц и возникшее радиальное электрическое поле совместно влияют на движение электронов и ионов из внутренних частей разряда на стенку. Уравнение для плотности потоков частиц можно записать следующим образом:

$$j^- = -D^- \frac{\partial N}{\partial r} - N v_d^-, \quad (5.19)$$

$$j^+ = -D^+ \frac{\partial N}{\partial r} + N v_d^+. \quad (5.20)$$

Соотношения (5.19), (5.20) получены в предположении квазинейтральности плазмы, т.е. $N^- = N^+ = N$. Разделим (5.19) на v_d^- , а (5.20) на v_d^+ , а затем сложим. При этом получим выражение для потока заряженных частиц $j^- = j^+ = j$ в стандартной диффузионной форме:

$$j = -D_a \frac{\partial N}{\partial r} \quad (5.21)$$

здесь D_a - коэффициент амбиполярной диффузии. Из (5.19) следует,

$$D_a = \frac{D^+ v_d^- + D^- v_d^+}{v_d^- + v_d^+}. \quad (5.22)$$

При невысоких значениях E/p , когда подвижность b можно считать постоянной и, используя соотношение Эйнштейна, получим:

$$D_a = \frac{D^+ b^- + D^- b^+}{b^- + b^+}. \quad (5.23)$$

Для случая $T_e \gg T_i$, $b^- \gg b^+$, имеем:

$$D_a = 2 \frac{T_e b^+}{e} = 2D^+. \quad (5.24)$$

При $T_e = T_i = T$,

$$D_a = 2 \frac{T b^+}{e} \quad (5.25)$$

Формулы (5.22) ÷ (5.25) применимы для квазинейтральной плазмы, когда $|N^+ - N^-| \ll N_e, N_i$. При уменьшении N_e в пределах нескольких порядков величины амбиполярная диффузия переходит в диффузию свободных электронов, при которой дебаевский радиус становится сравнимым с размерами системы. Если в газе присутствуют частицы только одного знака, поток частиц на стенку определяется как диффузией, так и электростатическим расталкиванием. В плазмах более сложного состава потоки на стенку частиц разного знака, например, положительных и отрицательных ионов и электронов, зависят от градиента концентраций каждого компонента. Введение понятия амбиполярной диффузии (приставка "амби" обозначает "двойственность") и введение единого коэффициента диффузии в этом случае не имеет смысла.

На использовании явления амбиполярной диффузии основан метод "группировки ионов самосогласованным электрическим полем", применяемым в ионных газовых лазерах. В таких системах инверсная населенность существует на переходах между уровнями однократно заряженных ионов благородных газов. Эффекты пленения излучения на нижнем уровне лазерного перехода в условиях генерации приводят к увеличению заселенности уровня и, как следствие, к уменьшению инверсной заселенности. В узких капиллярах разрядных трубок ионы ускоряются по направлению к стенке трубки радиальным электрическим полем, индуцирующим амбиполярную диффузию. Из-за Доплеровского уширения ионных спектральных линий радиальным полем амбиполярной диффузии формируется блок быстрых ионов, соответствующих крылу спектральной линии, что уменьшает эффект пленения. Из всего вышесказанного следует, что в положительном столбе тлеющего разряда, например, существуют две составляющих тока заряженных частиц: амбиполярный ток, возникающий для торможения быстрых электронов, и дрейфовая составляющая, в результате которой поддерживается ФРЭЭ - функция распределения плазменных электронов по энергиям.

5.6 Диффузия и дрейф заряженных частиц в магнитном поле

В магнитогидродинамическом приближении, рассматривающем плазму как проводящую жидкость, для описания её поведения в магнитном по-

ле используются уравнения гидродинамики. В случае слабоионизованной низкотемпературной плазмы нас прежде всего интересует поведение отдельных заряженных частиц во внешнем магнитном поле напряженностью H . Приложенное к ионизованному газу магнитное поле приводит к анизотропии движения заряженных частиц. При этом коэффициент диффузии в магнитном поле становится тензором, а не скаляром, как ранее. Поскольку $D \sim b$ то и подвижность тоже становится тензором. В отсутствие магнитного поля столкновения частиц уменьшают коэффициент диффузии. Здесь же ситуация обратная. В бесстолкновительном режиме диффузия поперек магнитного поля отсутствует. В плазме, помещенной в магнитное поле, поперечная диффузия обусловлена столкновениями разнородных частиц - электронов и тяжелых частиц. При этом коэффициент поперечной диффузии

$$D_{\perp} = \frac{mc^2}{e^2 H^2 \tau_{ei}} (T_e + T_i), \quad (5.26)$$

где τ_{ei} , например, среднее время электрон - ионных столкновений. Формула (5.26) справедлива только для разряженной плазмы в магнитном поле при условии $\omega_H \tau_{ei} \gg 1$, где ω_H - циклотронная частота. В случае $E = 0$, заряженная частица массы m вращается по орбите с циклотронным (ларморовским) радиусом r ,

$$r = \frac{mv_{\perp} c}{|q| H}, \quad (5.27)$$

где $v_{\perp}$ - скорость частицы в плоскости, перпендикулярной H , $|q|$ - абсолютное значение заряда частицы.

Тогда циклотронная частота ω_e определяется как:

$$\omega_e = \frac{eH}{m_e c}. \quad (5.28)$$

Для электронов $\omega_e \approx 1,7 \cdot 10^7 H$, для ионов с зарядовым числом Z , $|q| = eZ$,

$$\omega_i = \frac{ZeH}{Mc} \approx \frac{Z}{A} \cdot 10^4 H \quad (5.29)$$

Здесь A - массовое число, H - напряженность магнитного поля, выраженная в эрстедах (или численно равное значение индукции B - в гауссах).

Влияние магнитного поля на процессы в плазме в первую очередь зависит от соотношения между длиной свободного пробега частиц λ и ларморовским радиусом кривизны её траектории r . Так, при $\lambda/r \ll 1$ магнитное поле не оказывает существенного влияния на плазму. В противном случае $\lambda/r \gg 1$ - сильное магнитное поле существенным образом влияет на движение частиц в направлении перпендикулярном H (замагниченная плазма). Направление вращения для электронов и ионов противоположно и в каждом случае приводит к уменьшению H , т.е. в этом случае плазма является диамагнетиком. Магнитное поле не влияет на составляющую скорости параллельную $\vec{H}$. Иначе говоря, в отсутствие внешнего электрического поля заряженная частица движется по спирали. При наличии электрического и магнитных полей движение заряженной частицы складывается из вращения вокруг магнитной силовой линии и дрейфа центра ларморовской окружности в направлении перпендикулярном $\vec{H}$ и, как показывает анализ, $\text{grad } H$. Компонента $\vec{E}$ вдоль $\vec{H}$ ускоряет или замедляет движение в этом направлении. Компонента $\vec{E} \perp \vec{H}$ приводит к дрейфу частицы в направлении вектора $(\vec{E} \times \vec{H})$ со скоростью $\vec{v}_d$:

$$\vec{v}_d = \frac{c(\vec{E} \times \vec{H})}{H^2}. \quad (5.30)$$

При $\vec{E} \perp \vec{H}$ (т.н. случай скрещенных полей) реализуется интересная ситуация, когда ионы и электроны дрейфуют в направлении, перпендикулярном к $\vec{E}$ и $\vec{H}$ с одинаковой скоростью $v_d \sim E/H$. В осесимметричном случае продольного магнитного поля и радиального электрического это приводит к вращению плазмы, как целого. Не существует простого решения задачи амбиполярной диффузии поперек магнитного поля, за исключением случая, когда уходом частиц вдоль $\vec{H}$ можно пренебречь. Заметим, что пропорциональность скорости дрейфа ведущего центра циклотронной орбиты $v_d \sim H^{-2}$ должна строго выполняться в однородном и неоднородном электрических полях, а также для случая градиентного дрейфа в неоднородном магнитном поле, где $\vec{v}_d \sim \frac{(\vec{H} \times \nabla H)}{H^2}$. Стоит также сказать, что в течение многих лет зависимость (5.30) не была экспериментально подтверждена. По результатам большинства экспериментов (1950 -1960 г.г.) оказывалось, что $v_d \sim H^{-1}$, что в корне подрывало идею магнитного удержания термоядерной плазмы - так называемая "неоклассическая диффузия". Однако, удалось все же показать, что при боль-

ших частотах столкновений диффузию в магнитном поле можно считать классической.

Поведение плазмы во внешнем магнитном поле представляет особый интерес в проблеме термоядерного синтеза. Однако магнитное поле играет существенную роль в вопросах кинетики заряженных частиц холодной плазмы, поскольку длина свободного пробега электронов λ в этом случае соответствует длине пути, проходимого электроном по спирали с радиусом r . Примером этого служит, так называемый, разряд Пеннинга с магнитным полем, направленным по оси цилиндрического анода и двумя плоскими катодами на его торцах. Разряд может зажигаться при пониженных давлениях и может работать в режимах источника ионов или газоразрядного вакуумного насоса.

6. Возбужденные частицы в плазме

6.1 Метастабильные атомы

Первые(нижние) возбужденные состояния атомов можно условно разделить на две группы: резонансно возбужденные и метастабильные. Время жизни резонансно возбужденных атомов в отсутствие пленения излучения порядка 10^{-8} с. Для метастабильных атомов переходы в нижние состояния в дипольном приближении запрещены. Вероятность перехода в теории излучения атома выражается суммой, первый член которой соответствует дипольному излучению (излучения электрона при движении в кулоновском поле атомного ядра), второй и последующий члены соответствуют излучениям в поле более сложных систем зарядов - квадрупольных и более высоких степеней мультиплетности. Метастабильные состояния известны для многих атомов от водорода до висмута. Так у атома водорода время жизни метастабильного $2^2S_{1/2}$ уровня составляет $1,2 \cdot 10^{-1}$ с и переход в основное состояние происходит только при одновременном излучении двух фотонов. У атома гелия время жизни метастабильных состояний 2^3S_1 и 2^1S_0 соответственно $7,9 \cdot 10^3$ с и $2 \cdot 10^{-2}$ с. Запреты на дипольное излучение метастабилей для тяжелых атомов с большим числом электронов на валентной оболочке частично снимаются за счет релятивистских поправок, учитывающих зависимость массы электрона от скорости, спин-орбитального взаимодействия и др. Так состояние щелочноземельного атома кальция 4^3P_1 по формальным признакам метастабильно, но внутриатомные взаимодействия практически снимают запрет на излучение. Время жизни этого состояния $3,5 \cdot 10^{-4}$ с. Из-за перекрытого канала дипольного излучения метастабилей имеют тенденцию к накапливанию в плазме в заметных количествах. Так в

плазме разряда в смеси $He - Ne$ (классический пример возбужденной среды с инверсной заселенностью) при концентрации атомов 10^{17} см^{-3} и электронной концентрации $N_e = 10^{11-12} \text{ см}^{-3}$ плотность метастабильных атомов гелия может превышать 10^{13} см^{-3} . Метастабильные атомы в атмосфере и в лабораторных экспериментах эффективно образуются при фотодиссоциации молекул. Так в земной атмосфере на высоте 20-30 км, где метастабильные кислорода 1D возникают при фотодиссоциации молекул озона O_3 с образованием возбужденного атома и молекулы O_2 , концентрация метастабильных атомов порядка 10^2 см^{-3} . В иодном лазере на атомном переходе $I(5^2P_{1/2} \rightarrow I(5^2P_{3/2})$ верхнее метастабильное состояние образуется при фотодиссоциации молекул CF_3I, CF_3I, CF_7I и др. с квантовым выходом близким к единице. Заметим, что на лазерном переходе в атоме иода с обращенным порядком термов генерация наблюдается на запрещенном в дипольном приближении магнитодипольном переходе. В этом случае относительно большое время жизни верхнего уровня ($\tau \approx 0,13 \text{ с}$) позволяет использовать, так называемый, "эффект накопления" энергии импульсного возбуждения с его преобразованием в субнаносекундные лазерные импульсы большой энергии. Последнее обстоятельство делает систему иодного лазера привлекательной для проблемы лазерного термоядерного синтеза. Аналогичная схема заселения верхнего лазерного уровня реализована в лазерных системах на гелии с примесями металлов (Zn, Cd, Hg, Au). В земной атмосфере на высоте 50 км плотность метастабильных молекул кислорода порядка 10^{10} см^{-3} при общей концентрации молекул 10^{16} см^{-3} .

Произведение коэффициента диффузии D метастабильных атомов в собственном газе на концентрацию N невозбужденных частиц, считая, что D слабо зависит от температуры, имеет вид:

$$DN \approx \frac{\bar{v}}{\sigma}. \quad (6.1)$$

$$\bar{v} = 2,2 \cdot 10^5 \sqrt{\frac{T}{M}}.$$

Здесь температура берется в градусах Кельвина, масса в атомных единицах, а $\bar{v}$ - средняя тепловая скорость частиц в см/с.

При температурах порядка нескольких сотен градусов Кельвина и сечениях порядка газокинетических $DN \approx 10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-1} \text{ с}^{-1}$. В литературе приводятся данные для произведения DN и зависимости DN от тем-

пературы, полученные экспериментальными методами. Значение $D \cdot N$ можно также рассчитать, если известны соответствующие потенциалы взаимодействия. В качестве иллюстрации в таблице 6.1 приведены значения $D \cdot N$ при комнатной температуре в собственном газе, рассчитанные для двух предельных случаев потенциала взаимодействия - потенциалов отталкивания и притяжения.

	Метастабильный атом	$D \cdot N$, см ⁻¹ с ⁻¹
1	<i>H</i>	15 ± 1
2	<i>Ar</i>	$1,8 \pm 0,3$

Таблица 6.1

Случай 1 соответствует потенциалу отталкивания, а 2 - потенциалу притяжения. При возбуждении метастабильных состояний фотонами или электронами существующий запрет во втором случае менее жесткий. Систематика сечений электронного возбуждения метастабильных атомов инертных газов проведенная в последние годы приводит к выводу о том, что в условиях низкотемпературной плазмы (инертные газы при температуре T_e порядка $1 \div 10^2$ эВ) основной канал заселения нижних метастабильных уровней инертных газов за исключением гелия - каскадные оптические переходы из высоковозбужденных состояний. Гибнут метастабильные атомы либо за счет диффузии на стенку ограничивающую объем занимаемый плазмой, либо в неупругих процессах столкновений с электронами и тяжелыми частицами. Из-за невысоких значений излучательных времен жизни метастабильные частицы могут накапливаться в объеме, занятом плазмой, и влиять на ее свойства.

6.2 Отрицательные ионы

Отрицательным ионом может стать нейтральная частица (атом, молекула, кластер), присоединив к себе избыточный единичный отрицательный заряд в электролитах, твердом теле, газовой фазе. Двухзарядные отрицательные ионы в газовой фазе зарегистрированы не были. Качественно рассмотрим наиболее простой пример атома водорода. У него на электронной оболочке имеется один $1s$ электрон, так что второй электрон также может быть захвачен. Поскольку, по сравнению, например, со случаем атома гелия, где речь пойдет о дополнительном электроном на

2s оболочке, экранирование заряда ядра атома водорода одним - единственным электроном достаточно слабо и на 1s оболочке может в связанном состоянии в кулоновском поле ядра находится еще один электрон. Это хорошо коррелирует с тем обстоятельством, что стабильный ион H^- известен достаточно давно, а основное состояние иона He^- оказывается слабосвязанным. Необходимое условие устойчивости (стабильности) отрицательного иона следует из энергетических соображений и связано с понятием "сродства к электрону" EA (Electron Affinity), равным разности полных энергий связи атома E и соответствующего отрицательного иона E^- в основном состоянии.

$$EA \equiv E - E^-. \quad (6.2)$$

Эта разность равна минимальной энергии фотона, необходимой для отрыва валентного электрона от отрицательного атомарного иона в процессе фотоотрыва.

$$h\nu_{min} \equiv EA, \quad (6.3)$$

$$h\nu_{min} + X^- \rightarrow X + e. \quad (6.4)$$

В первом приближении величину EA можно рассматривать как, энергию связи "добавочного" электрона. Заметим, что для атомов галогенов (F, Cl, Br, I) и водорода присоединение добавочного электрона приводит к полному заполнению внешней оболочки и, по аналогии с внешними электронными оболочками инертных газов, к "химической" стабильности отрицательного иона. Отрицательные ионы могут играть заметную роль в плазме электроотрицательных газов. Из-за заметных величин энергии сродства к электрону (EA у атомов галогенов порядка 3 эВ) в плазме термодинамически более выгодно образование отрицательно заряженных частиц в виде отрицательных ионов. Поэтому каналы с их участием открываются во многих вариантах неупругих столкновений таких, как диссоциация нейтральных молекул и молекулярных ионов, рекомбинация, ионизация при столкновениях тяжелых частиц. Из-за невысокой, по сравнению с электронами, подвижности отрицательных ионов их наличие в качестве носителей отрицательных зарядов может снижать проводимость ионизованного газа. Например, пары шестифтористой серы SF_6 , у которой $EA \approx 1,4$ эВ применяются как газонаполнитель в

высоковольтных аппаратах. Определяющую роль в образовании отрицательного иона играет короткодействующее обменное взаимодействие. Поэтому, в отличие от возбужденного атома, число возможных устойчивых состояний у отрицательного иона не только ограничено, но может и не существовать. Так у атомов инертных газов, имеющих замкнутую электронную оболочку, за исключением гелия отрицательные ионы не были обнаружены. У иона He^- величина энергии сродства к электрону равна 0,08 эВ. Помимо инертных газов в довольно ограниченный список элементов, не образующих устойчивых состояний отрицательного иона, входят щелочно-земельные атомы (Be, Mg, Ca, Sr, Ba, Mn), азот и элементы подгруппы цинка (Zn, Cd, Hg, Ti, Hf). При невысоких температурах электронов и повышенных давлениях электроотрицательного газа отрицательные ионы становятся основными носителями отрицательного заряда, т.е. формально возникает некоторая аналогия с прохождением тока в электролите. Однако, между "ионизацией газа" и "электролитической диссоциацией" существует большая разница. Электролитическая диссоциация происходит в результате взаимодействия частиц растворителя и растворяемого вещества.

Все потенциальные компоненты атмосферного воздуха за исключением азота имеют отрицательные ионы: $O^-, O_2^-, NO_2^-, NO_3^-, OH^-, H^-, H_2O^-$. В плазме, где основным носителем отрицательного заряда являются электроны, отрицательные ионы могут образовываться в результате радиационного захвата (фотоприлипания) электрона электроотрицательными тяжелыми частицами, например, образование O^- в ночной атмосфере Земли:



Или радиационный захват электрона атомом водорода в солнечной атмосфере:



Помимо излучения, выделяющаяся по (6.5), (6.6), энергия может передаваться третьему телу - сложному комплексу, обладающему большим числом степеней свободы по каналам диссоциации и колебательного возбуждения. Надежные результаты по определению энергии связи электрона в отрицательном ионе были получены по методу поверхностной ионизации. Метод основан на том, что в объеме газа, испарившихся с нагретой

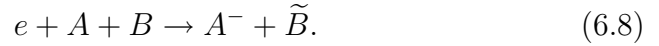
поверхности частиц, существуют термодинамические соотношения между плотностями частиц разного сорта. Однако наиболее точным в литературе считается метод, основанный на фотораспворде отрицательных ионов.

6.2.1 Механизмы образования отрицательных ионов

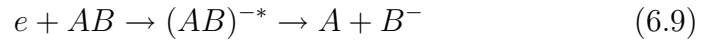
1. Радиационный захват (фотоприлипание) электрона при энергии электрона $\simeq 1$ эВ:



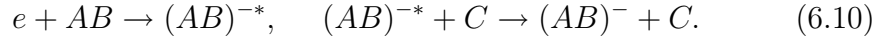
2. Захват с передачей избыточной энергии третьему телу:



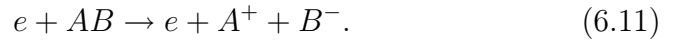
3. Диссоциативный захват:



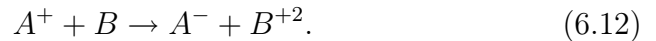
4. Образование стабильного молекулярного иона:



5. Прямой "развал" молекулы на заряженные компоненты:



6. Передача электронов нейтральной частице (двойная перезарядка):



В традиционной лабораторной низкотемпературной плазме наиболее вероятными процессами являются реакции (6.7) - (6.10).

Отрицательные ионы могут образовываться при взаимодействиях возбужденных частиц с металлическими поверхностями при условии выполнения неравенства,

$$U_{exc} + EA > \varphi, \quad (6.13)$$

где U_{exc} - энергия возбуждения, φ - работа выхода.

Разрушение отрицательного иона может идти по нескольким каналам, а именно: столкновение положительного и отрицательного иона (рекомбинация), в столкновениях с электронами, тяжелыми частицами и фотонами (фотоионизация), при столкновениях иона с металлической поверхностью. В качестве примера рассмотрим зависимость напряжения зажигания разряда V от произведения pd (обычную кривую Пашена для плоских электродов в воздухе) при различной доли примеси водяного пара. Сталкиваясь с молекулами воды, свободные электроны в процессе фотоприлипания образуют отрицательные ионы H_2O^- . Ионизирующая способность этих тяжелых частиц существенно меньше чем у электронов. Это приводит к возрастанию пробивного напряжения после достижения некоторого минимума на кривой зависимости напряжения зажигания от давления водяного пара. Наличие начального участка падающей характеристики $V(pd)$ связано с процессом разложением водяного пара с образованием водорода. В одной из моделей атмосферных молний на заключительной стадии разряда рассматривается, как доминирующий, процесс образования отрицательных ионов в канале разряда.

В литературе можно встретить значения EA , выраженные в единицах отличных от эВ. Поэтому приведем соотношение между ними :

$$1 \text{ эВ} == 8066,6 \text{ см}^{-1} = 23053 \text{ кал/моль}.$$

В физике отрицательных молекулярных ионов используются понятие сродство молекулы к электрону и понятие энергии вертикального отрыва. Под первым понимают разность энергии нейтральной молекулы и молекулярного иона при условии, что обе системы характеризуются одинаковыми межядерными расстояниями и находятся в основном состоянии. Энергия вертикального отрыва электрона от молекулярного иона определяются как энергия, необходимая для перехода из основного состояния иона в основное электронное состояние молекулы при том же межядерном расстоянии. У молекулы водорода $EA = 3,58 \text{ эВ}$, а энергия вертикального отрыва всего $0,9 \text{ эВ}$.

В чисто щелочной плазме при средних давлениях ($p = 10^{-2} \div 1 \text{ мм. рт. ст.}$) отрицательно заряженные атомарные ионы образуются преимущественно за счет процесса диссоциативного прилипания электрона к молекуле и молекулярному иону:



$$k \simeq 10^{-10} \div 10^{-11} \text{см}^{-3}/\text{с}, \quad T_e = 5000 \text{ К},$$

и



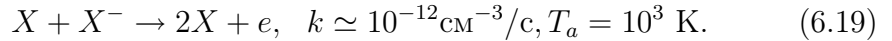
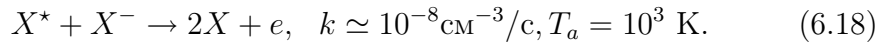
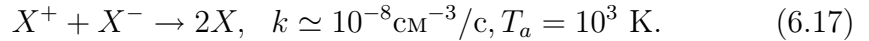
$$k \simeq 10^{-9} \div 10^{-10} \text{см}^{-3}/\text{с}, \quad T_e = 5000 \text{ К}.$$

Эффективным каналом образования отрицательных димеров может служить также реакция ионно-молекулярного обмена:



$$k \simeq 10^{-9} \div 10^{-10} \text{см}^{-3}/\text{с}, \quad T_a = 700 \text{ К}.$$

В низкотемпературной щелочной плазме доля отрицательных ионов по отношению к электронам невелика: 0,1 - 10 %. При давлении паров $p < 1$ тор (разряд в парах калия) отношение концентраций ионов X_2^- и X^- не превышает 1%. Поскольку в образовании отрицательных ионов большую роль играют нейтральные молекулы, скорость их генерации в плазме уменьшается с ростом температуры нейтральной компоненты плазмы. Отрицательные ионы плазмы находятся в потенциальной ловушке, образованной отрицательно заряженной стенкой разрядного устройства, поэтому их объемные потери преобладают над диффузионными. В этих условиях основными каналами гибели отрицательных ионов служат ионно-ионная рекомбинация и столкновения с атомами и молекулами:



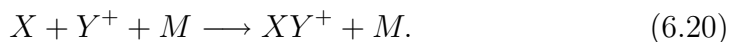
Процесс с участием отрицательного иона лежит в основе механизма лазерной генерации при ион-ионной рекомбинации в условиях ионизационно неравновесной плазмы импульсного разряда в смеси $Na + Ne + H_2$. Основной механизм образования отрицательных ионов - диссоциативное прилипание электронов к возбужденной молекуле H_2^* .

В плазме положительного столба разряда в электроотрицательных газах соотношение концентраций электронов и отрицательных ионов влияет на диффузионный поток заряженных частиц и скорость рекомбинационных процессов. В свою очередь это может приводить к развитию различных неустойчивостей разряда: "прилипательная" неустойчивость возникающая при превышении скорости фотоприлипания электронов над скоростью их образования и, так называемая, доменная неустойчивость, ориентированная по направлению электрического тока. Поэтому проблема развития теории и эксперимента в области исследования плазмы электроотрицательных газов сегодня себя далеко не исчерпала. Наиболее изученной до настоящего времени продолжает оставаться положительный столб газового разряда в кислороде.

6.3 Комплексные и молекулярные ионы

Комплексные ионы это сложные многочастичные образования, существующие при высоких давлениях и невысоких тепловых энергиях частиц. Иначе говоря, это связанное состояние иона с другими тяжелыми частицами и величина энергии связи меньше характерной энергии диссоциации молекул и молекулярных ионов (~ 1 эВ). В рамках модели НТП реализуется широкий диапазон электронных температур и концентраций нормальных и ионизованных компонент. При разных параметрах плазмы могут существовать комплексные ионы разного сорта. Так в азоте при комнатной температуре в широком диапазоне изменения остальных параметров наблюдаются ионы азота от атомарного иона до ионизованного девятиатомного комплекса. В плазме кислорода наблюдались ионы O_n^+ в диапазоне изменения n от 1 до 18. В плазме послесвечения разряда для самого химически неактивного газа гелия при комнатных температурах существуют ионы $He^+, He_2^+, He_3^+, He_4^+$. В низкотемпературной плазме, используемой в технологических процессах, комплексные ионы могут служить центрами конденсации нарабатываемого продукта. Процессы образования комплексных ионов характерны для условий верхних слоев атмосферы Земли, где на высоте порядка 80 км основным сортом тяжелых положительно заряженных частиц оказывается ионы $H^+(H_2O)_2, H^+(H_2O), H^+(H_2O)_3$. Отсюда, в частности, следует вывод о том, что вода является существенным компонентом ионосферы. Известны также атмосферные ионы $Na^+(H_2O), NO^-NO^+(H_2O)$, а также отри-

цательный комплексный ион $NO_3^-(HNO_3)$ и т.д. Устойчивые состояния комплексного иона обладающие значительным числом степеней свободы, способных аккумулировать энергию, образуются при столкновениях ионов с молекулами и носят название долгоживущих комплексов. Времена жизни таких комплексов на несколько порядков превышают характерное времена столкновений (время пролета). Так что за времена жизни комплекса в нем успевают происходить химические реакции. В качестве примера рассмотрим процесс образования комплекса при тройных соударениях:



В случае равновесия число прямых переходов должно быть уравновешено числом обратных. Тогда

$$[X][Y^+] \cdot k_1 = [XY^+] \cdot k_2. \quad (6.21)$$

Здесь индексы в квадратных скобках соответствуют концентрациям частиц, k_1 и k_2 - константы прямой и обратной реакций. Предполагается, что концентрация третьей частицы M не изменяется и она служит третьим телом для выполнения закона сохранения энергии. Перепишем (6.21) в виде:

$$\frac{[Y^+]}{[XY^+]} = \frac{k_2}{k_1[X]} \equiv K, \quad (6.22)$$

где K константа равновесия. Ее можно определить, либо измерив соотношение концентрации ионов $[Y^+]/[XY^+]$, либо на основе определения констант прямого и обратного процессов. Используя соотношения, приведенные выше, можно оценить энергию диссоциации D комплексного иона $[XY^+]$.

$$\frac{[XY^+]}{[X][Y^+]} \sim C \exp \frac{D}{T}, \quad (6.23)$$

при этом коэффициент C в (6.23) с хорошей точностью пропорционален T .

В таблице 6.2 приведены некоторые примеры энергии разрыва связи для комплексных ионов.

ион	энергия разрыва связи, эВ
$N^+ - N_2$	2,6
$N_2^+ - N_2$	1
$O_2^+ - O_2$	0,4
$O_{10}^+ - O_2$	0,1-0,2
$O_2^- - O_2$	0,1
$H^+ - H$	2,65
$H^+ - H_2O$	7
$H^+ - H_2$	4,0-4,5
$NH^+ - N_2$	~ 5

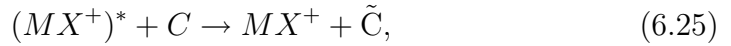
Таблица 6.2

В комплексном ионе типа $A^+(H_2O)_n$ или $A^-(H_2O)_n$ энергия разрыва связи с молекулой воды уменьшается с увеличением n и в пределе большого числа молекул стремится к величине 0,42 эВ, что соответствует отрыву одной молекулы воды от поверхности воды в жидкой фазе. Это говорит о многообразии процессов взаимодействия между молекулами - составляющими комплексный ион. Долгоживущий комплекс развалится, если энергия возбуждения n -ой степени свободы комплекса превысит энергию связи на данной степени свободы. При большом числе степеней свободы комплекса и невысоких энергиях столкновений время жизни активированного столкновениями комплекса может быть велико. При условии статистического равновесия между всеми состояниями время жизни комплекса $\tau = \tau_{vib} \frac{g}{\sum g}$. Здесь - τ_{vib} характерное время колебания ядер, g - число возможных каналов распада, $\sum g$ - полное число возможных состояний при заданной полной энергии комплекса. Понятно, что при заданной энергии возбуждения комплекса, чем больше величина $\sum g$, тем меньше энергии приходится на каждое из возбужденных состояний. В свою очередь этот вывод справедлив и для каналов распада.

Такого ряда качественные оценки показывают, что время жизни активированного комплекса оказывается больше времени тепловых столкновений. В тепловом диапазоне энергии столкновения время жизни такого комплекса (τ_2) много больше времени взаимодействия $X^+ + M$ порядка 10^{-12} с.



Формула (6.24) описывает прямой процесс "захвата" иона молекулой и обратный процесс самопроизвольного распада активированного комплекса $(MX^+)^*$. "Захват" иона молекулой (k_{capt} - константа процесса) есть первая стадия тройного процесса образования стабильного комплекса. k_2 - константа самопроизвольного обратного процесса, $\tau_{diss} \equiv \tau_2$ - эффективное время жизни комплекса $(MX^+)^*$. Наконец, третья ступень - переход комплекса в устойчивое состояние в результате соударения с третьей частицей.



Канал (6.25) становится преобладающим при концентрациях третьей частицы порядка $10^{15} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Константа процесса "тушения возбуждения" (6.25) - k_{quench} . В случае квазистабильного (метастабильного) состояния $(MX^+)^*$ константа процесса образования комплексных ионов (коэффициент конверсии)

$$k_{conv} \sim k_{capt} \cdot k_{quench} \cdot \tau_{diss}. \quad (6.26)$$

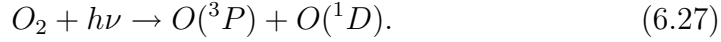
Последнее соотношение справедливо, если $\tau_{diss} \ll \tau_{quench}$.

Интересный результат следует из анализа процессов образования легких комплексных ионов O_n^+ и N_n^+ , где n - число атомов в молекулярном ионе $n \leq 4$. В разряде при невысоких значениях N_e и T_e образующиеся ионы будут иметь четное число ядер и наоборот.

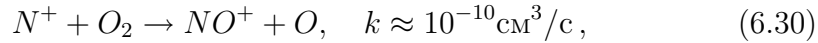
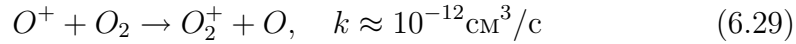
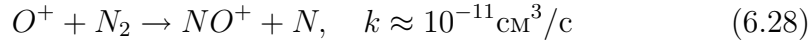
Отрицательные комплексные ионы образуются при прилипанию электрона к молекулам. Сравнение экспериментально измеренных времен жизни отрицательных неустойчивых комплексных ионов в широком интервале изменений их молекулярного состава приводит к значениям $\tau \approx 10^{-4} - 10^{-5} \text{ с}$ при числе колебательных степеней свободы от 10 до 40. Для систем с большим числом возможных колебательных степеней свободы τ увеличивается. Как пример ионно-молекулярных реакций качественно рассмотрим процессы ионизации в верхних слоях атмосферы на расстояниях от поверхности земли порядка 100 км.

Смоделируем спектр излучения Солнца излучением черного тела с температурой поверхности $6 \cdot 10^3 \text{ К}$. Максимум испускательной способности приходится на длину волны $\approx 0,5 \text{ мкм}$. Мощность солнечного излучения, приходящегося на Земле на площадку в 1 см^2 , перпендикулярную направлению распространения излучения составляет $0,14 \text{ Вт/см}^2$.

Основной канал потерь Землей энергии Солнца - излучение в длинноволновом диапазоне при средней температуре поверхности Земли 291 К. При поглощении солнечной энергии в верхних слоях атмосферы в диапазоне длин волн 132,5 - 175,9 нм происходит фотодиссоциация молекул кислорода:



Концентрации O_2 и O сравниваются на высотах порядка 100-120 км. Кроме того излучение солнца приводит на этих высотах к образованию ионов N_2^+ , O_2^+ , N^+ , O^+ и последующим ионно-молекулярным реакциям.



при характерных временах реакции $\tau \approx 0,01 \div 1$ с. На высоте порядка 100 км происходит "накопление" молекулярных ионов NO^+ , N_2^+ , O_2^+ , поскольку скорость их образования оказывается больше скорости разрушения.

При давлении паров щелочных металлов ($p \geq 10^{-1}$ мм. рт. ст.) основным процессом образования молекулярных ионов X_2^+ становятся процессы конверсии атомарных ионов:



Коэффициент трехчастичной конверсии (6.31) можно рассчитать по известной формуле Смирнова:

$$k_{conv} = 5 \cdot 10^{-28} a^{5/4} M^{-1/2} T^{-3/4}, \quad (6.33)$$

где k_{conv} выражается в $\text{см}^6/\text{с}$; a и M - соответственно поляризуемость и масса атома в а.е. (атомных единицах); T - температура газа в градусах Кельвина.

Рассчитанный по (6.33) при $T_a = 500$ К для цезия $k_{conv} \approx 10^{-29}$ см³/с, что на несколько порядков превышает соответствующие значения в инертных газах. Нерезонансный процесс перезарядки атомарного иона на молекуле (6.32), начинает конкурировать с трехчастичной конверсией при $p > 10$ мм. рт. ст. Образование более тяжелых кластерных молекулярных ионов в плазме связано с процессами ионно-молекулярного обмена:



Молекулярные ионы K_n^+, Cs_n^+ ($n = 2 \div 6$), образующиеся по каналу (6.34), были зарегистрированы в плазменных условиях уже в диапазоне давлений паров $10^{-3} - 10^{-2}$ мм. рт. ст. При $p \geq 10^{-2}$ мм. рт. ст., $T_a \simeq 700$ К молекулярные ионы X_2^+, X_3^+ становятся основной ионной компонентой щелочной плазмы.

Значение аномальной электропроводимости паров металлов, на пять - шесть порядков превышающее ее значение, получаемое по обычным оценкам, было экспериментально обнаружено в насыщенных парах цезия при $p \geq 2 \cdot 10^3$ мм. рт. ст. и $T \geq 1400$ К. Позднее этот эффект был объяснен влиянием сложных положительных ионных комплексов - слабосвязанные отрицательные комплексные ионы мало влияют на проводимость паров. Нижняя граница области аномальной дисперсии со стороны высоких температур характеризуется средним числом атомов в комплексе, примерно равном 5. При достаточно низкой температуре паров верхняя граница обусловлена "кристаллизацией" комплексных ионов и совпадает с линией сосуществования фаз.

Интересно отметить, что современная астрофизика, рассматривая влияние межзвездной материи на процесс звездообразования и наоборот, вводит понятие хемодинамики, понимая под этим специфический механизм кластеризации в процессе обогащения Вселенной тяжелыми частицами из более легких.

6.4 Автоионизационные состояния атомов

Автоионизационные состояния атомов (АИС) возникают при возбуждении одного или более электронов внутренних электронных оболочек. Образующиеся при этом смещенные термы, лежащие в ионизационном континууме для валентного электрона, могут спонтанно распадаться на ион

и свободный электрон, отсюда их название - автоионизационные. АИС щелочных атомов, например, заселяются при возбуждении $(n-1)p^6$ электронов внутренней оболочки в столкновениях с атомами, ионами, электронами, фотонами. Для АИС существуют два канала распада: радиационный, при котором возможен переход на обычные (несмещенные термы), и ионизационный распадный канал. Из-за существования правил запрета по каналу кулоновского взаимодействия с континуумом существуют метастабильные АИС. В этом случае переход в континуум осуществляется благодаря спин-орбитальному взаимодействию, т. е. части гамильтониана полной энергии системы, обусловленного тонкой структурой. Характерное время автоионизации таких состояний $10^{-4} - 10^{-3}$ с. Дополнительно к двум названным распадным каналам возможен канал, так называемой, радиационной автоионизации: двухэлектронный переход, при котором один из электронов инжектируется в континуум, но вероятность такого процесса очень мала. АИС играют значительную роль в процессах возбуждения и ионизации щелочных атомов, в также в процессах фотоионизации. Сечение фотоавтоионизации при поглощении света возбужденными атомами достигает значений порядка $10^{-15} - 10^{-16}$ см², позволяющих использовать АИС при лазерном разделении изотопов и детектировании отдельных атомов. Электронные конфигурации АИС существенным образом отличаются от конфигураций, отвечающих возбуждению оптического электрона благодаря заметному межконфигурационному взаимодействию с состояниями ионного континуума.

В дипольном приближении, т. е. учитывая лишь электростатическое взаимодействие, АИС и ИС щелочного атома могут быть записаны с помощью символики:

$$(n-1)p^5nsm l - \text{АИС}, \quad (6.35)$$

$$(n-1)p^6 - \text{невозбужденное состояние иона} \quad (6.36)$$

Для нижних АИС, лежащих между основным и первым возбужденным состояниями однократно заряженного иона, возможны оба канала распада: радиационный с переходом в возбужденное или основное состояние атома (6.37), (6.38) и (предпочтительнее) ионизационный канал (6.39)

$$(n-1)p^5nsm l \rightarrow (n-1)p^6ml + h\nu; \quad (6.37)$$

$$(n-1)p^5nsm l \rightarrow (n-1)p^6ns + h\nu. \quad (6.38)$$

$$(n-1)p^5 n s m l \rightarrow (n-1)p^6 + e. \quad (6.39)$$

Экспериментальные данные для времен жизни АИС лежат в диапазоне $10^{-5} - 10^{-6}$ с и относятся, в основном, к квартетным состояниям. Что же касается оптических переходов между самими АИС, то по данным сравнительно небольшого числа работ их вероятность слабо зависит от сорта атомов и параметров исходного терма. Классификация АИС для сложных атомов в настоящее время до конца не разработана.

7. Неупругие процессы в низкотемпературной плазме

7.1 Элементарные процессы столкновений электрона с атомами и молекулами

Ниже перечислены элементарные процессы столкновений электрона с атомами и молекулами существенным образом влияющие на плазменные параметры.

- Процессы возбуждения атомов и молекул.



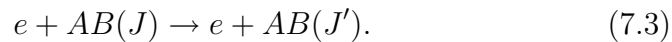
Сечения изменяются в широких пределах, максимальное значение в максимуме функции возбуждения $\sigma(E) \sim 10^{-17} - 10^{-15} \text{ см}^2$.

- Ионизация атомов и молекул электронным ударом.



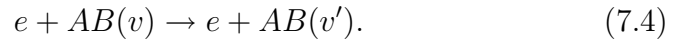
Значение в максимуме функции ионизации $\sigma(E) \sim 10^{-17} - 10^{-16} \text{ см}^2$.

- Возбуждение вращательных уровней молекулы с угловыми моментами J и J' .



Сечение такого процесса на один-два порядка меньше сечений медленных столкновений электронов с молекулами.

- Возбуждение колебательных уровней молекулы с колебательными квантовыми числами v и v' .



В этом случае зависимость сечения от энергии имеет резонансный характер. Максимальные значения сечений порядка 10^{-17} см² и меньше.

- Диссоциативное прилипание электрона к молекуле.



В области энергий электронов 1 - 10 эВ значения сечений диссоциативного прилипания в максимуме зависимости $\sigma(E)$ лежит в диапазоне от 10^{-18} см² (O_2) до 10^{-14} см² (HI) и увеличивается при повышении температуры газа.

- Процесс фотоприлипания электрона к атому (молекуле).



Сечения фотоприлипания связаны с сечением фоторазрушения по принципу детального равновесия. Сечение фотораспада отрицательного иона водорода в максимуме зависимости $\sigma(\lambda) - \lambda_{max} \approx 10^4 \text{ \AA}$ составляет $(4 \div 5) \cdot 10^{-17}$ см². Это соответствует $\sigma_{max} = 6 \cdot 10^{-23}$ см² при энергии электронов $E \approx 3$ эВ.

- Диссоциативная рекомбинация разных типов.

Коэффициенты рекомбинации существенным образом зависят от температуры электронов.

7.2 Элементарные процессы столкновений атомов и молекул

- Упругие столкновения атомов и молекул



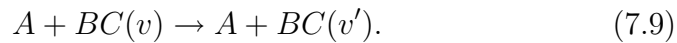
При тепловых энергиях столкновений сечения процессов либо порядка газокинетических, либо отличаются на порядок.

- Процессы возбуждения.



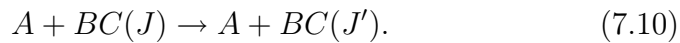
При энергиях столкновений порядка нескольких эВ процессы имеют адиабатически малые сечения, на несколько порядков меньшие газокинетических.

- Возбуждение колебательных уровней молекул.



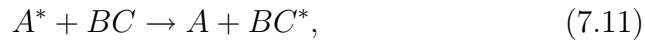
При тепловых энергиях сечения на несколько порядков меньше газокинетических и зависят от природы молекул.

- Возбуждение вращательных уровней молекул.



При тепловых энергиях сечения порядка газокинетических.

- Девозбуждение атомов при столкновениях с молекулами и атомами.



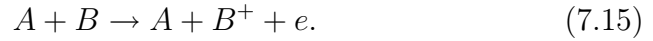
Здесь BC^* - колебательно возбужденная молекула. Сечения процессов порядка газокинетических, девозбуждение в атом - атомных столкновениях происходит с меньшей вероятностью.

- Ассоциативная ионизация (процессы хемоионизации).



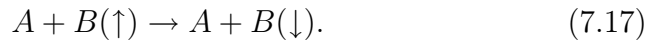
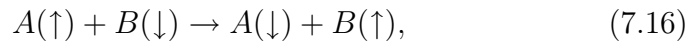
Сечения порядка газокинетических или меньше.

- Процесс Пеннинга, где A и B - метастабильные атомы.



Сечения порядка газокинетических.

- Спиновый обмен. Деполяризация.



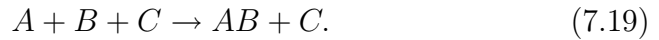
Процессы носят резонансный характер относительно дефекта энергии перехода ΔE . При $\Delta E \rightarrow 0$ сечения больше газокинетических.

- Химические реакции.



Сечения зависят от природы партнеров и степени их возбуждения.

- Образование молекул в трехчастичных столкновениях.



При тепловых энергиях константа скорости таких процессов порядка $10^{-32} \text{ см}^6/\text{с}$.

7.3 Элементарные атомно - ионные процессы

- Резонансная перезарядка.



Сечения таких процессов больше газокинетического.

- Нерезонансная перезарядка.



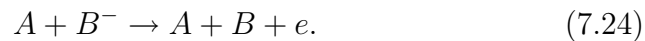
При невыполнении критерии Мессе (см. ниже) сечения процесса могут быть одного порядка с сечением резонансной перезарядки.

- Взаимная нейтрализация (рекомбинация).



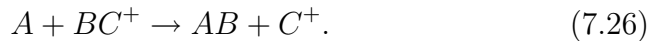
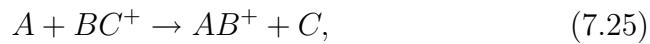
Сечения обычно больше сечений атом - атомных столкновений.

- Разрушение отрицательного иона в столкновениях с атомами.



Для таких процессов характерна пороговая зависимость константы скоростей реакции от энергии.

- Ионно - молекулярные реакции.



Сечения, как и в случае химических реакций зависят от природы партнеров.

- Конверсия атомных ионов в молекулярные при трехчастичных столкновениях.



При тепловых энергиях константы таких процессов порядка $10^{-31} \text{см}^6/\text{с}$ для простых молекулярных систем. Для сложных молекул константа скорости может быть заметно больше (до $10^{-27} \text{см}^6/\text{с}$).

Ниже некоторые из приведенных процессов, играющие наиболее значимую роль в типичных условиях идеальной низкотемпературной плазмы будут рассмотрены более детально.

7.4 Ионизация атомов медленными электронами

Из сравнения значений потенциалов n -кратной ионизации щелочных атомов $n = 1 \div 3$ следует, что в низкотемпературной плазме ($T_e \approx 0.1$

эВ) основным ионизационным процессом может быть лишь однократная ионизация. На современном экспериментальном уровне исследования этого процесса были начаты в середине 60-х годов со стандартным для экспериментов того времени разрешением электронов по энергиям порядка 0.1 эВ. Элементарный процесс однократной ионизации невозбужденного щелочного атома медленными электронами можно записать в виде:

$$X[(n-1)p^6ns] + \vec{e} \rightarrow X + [(n-1)p^6] + e(s) + e; \quad (7.28)$$

где $\vec{e}$, e - налетающий и рассеянный электроны соответственно; (s) - выбитый из атома мишени валентный s -электрон. На рисунках 7.1 и 7.2 приведены экспериментальные значения сечения ионизации некоторых атомов щелочного ряда ($Li - Cs$). Среди этих работ следует особо выделить работу пионерского характера Запесочного и Алексахина, впервые использовавших для подобных измерений технику пересекающихся пучков.

Рис.7.1

Подпись к рисунку:

Сечение ионизации атомов лития и натрия электронным ударом: 1, 2 - Li , эксперимент; 3, 4 - Na , эксперимент; 5 - Li , расчет в Борновском приближении; 6 - Li , расчет в классическом бинарном приближении по Гризинскому

Рис.7.2

Подпись к рисунку:

Сечение ионизации атома цезия электронным ударом: 1-3 - эксперимент; 4 - расчет в Борновском приближении; 5 - то же с учетом искажения налетающей волны; 6 - расчет по Гризинскому

Для легких щелочных атомов в области максимума функции ионизации (ФИ) получено хорошее согласие эксперимента и квантовомеханического расчета в борновском приближении - расхождение порядка 10%. В этом приближении, обычно хорошо работающем при большой энергии столкновений ($E \geq 20 \div 30 E_o$), выражения для сечений ионизации и возбуждения атома электронным ударом подобны.

Расчеты в классическом бинарном приближении (по Гризинскому) несколько смещают ФИ в сторону больших энергий, при этом расхождение с экспериментом в области максимума ФИ может достигать 25%

(Na). ФИ лития и натрия характеризуются (в приведенном диапазоне энергии E) одним широким максимумом, соответствующим отрыву валентного s -электрона. Однако для более тяжелых щелочных атомов в процессе ионизации принимают участие электроны внутренней p -оболочки:

$$X[(n-1)p^6ns] + \vec{e} \rightarrow X^*[(n-1)p^5n'l'n''l'''] + e \rightarrow X^+[(n-1)p^6] + \tilde{e} + e, \quad (7.29)$$

где $\vec{e}$ - быстрый электрон, испускаемый при автоионизационном распаде состояния X^* .

В результате процесса (7.29) образуется ион в основном невозбужденном состоянии. Второй возможный канал ионизации приводит к образованию возбужденного иона:

$$X[(n-1)p^6ns] + \vec{e} \rightarrow X^+[(n-1)p^5n'l'] + e + e(p). \quad (7.30)$$

Из всех щелочных атомов ФИ цезия имеет наиболее разветвленную структуру с тремя максимумами (рис. 7.2). Максимум при $E = 9,5$ эВ, отчетливо прослеживающийся на кривой 1, отвечает ионизации валентного s -электрона. Второй максимум при $E \cong 15$ эВ соответствует процессам автоионизации. Третий максимум, лежащий в области $E \cong 30$ эВ, обусловлен процессом отрыва внутреннего p -электрона с образованием возбужденного иона - реакция (7.30); заметная часть возбужденных ионов при этом находится в метастабильных состояниях и может быть зарегистрирована по оже-эффекту. Приближенные методы расчетов эффективного сечения ионизации, выполненные как в классическом бинарном приближении, так и в рамках квантовой механики, для тяжелых щелочных атомов в целом приводят лишь к качественному согласию с экспериментом. Наилучшее согласие наблюдается в области первого максимума, где работает наиболее простой механизм ионизации с отрывом валентного s -электрона. Согласно результату Ванье, полученному методами классической механики (к этому же можно прийти в рамках формализма квазиклассического приближения квантовой механики), сечение ионизации в припороговой области степенным образом зависит от энергии налетающего электрона:

$$\sigma(E) = C(E - E_o)^\alpha, \quad (7.31)$$

где C и α - константы.

В случае ионизации нейтрального атома $a = 1.127$; $a = 1.056$ при ионизации однократно заряженного иона; с хорошей точностью a равно единице в случае многозарядных ионов; $a = m$ при m -кратной ионизации. Значения константы C теория не предсказывает. В отличие от инертных газов и водорода для щелочных атомов экспериментально определяемые ФИ в припороговой области близки к линейным. Иными словами, область нелинейности $\sigma(E)$ у щелочных атомов порядка 1 эВ, для водорода эта область 0.4 эВ, для гелия 2 эВ. В рамках классических и квазиклассических методов расчета зависимость $\sigma(E)$ в припороговой области линейна, если можно пренебречь взаимодействием между рассеянным и вылетевшим электронами. Дифференциальное сечение ионизации имеет максимум при значениях угла между направлениями импульсов обоих электронов $\theta = \pi$, когда оба электрона летят в противоположных направлениях, практически друг с другом не взаимодействуют, и линейное приближение для $\sigma(E)$ становится оправданным. Для атомов щелочного ряда потенциалы возбуждения автоионизационных состояний в несколько раз превышают порог однократной ионизации, поэтому они не влияют на характер порогового поведения $\sigma(E)$. С утилитарной точки зрения, по-видимому, не следует придавать слишком большого значения отмеченному выше небольшому отличию показателя a в (7.31). Для тяжелых щелочных атомов (цезий, рубидий) расхождение между зависимостями $\sigma(E)$ с $a = 1$ и $a = 1.056$ в припороговой области энергий не превосходит стандартную погрешность экспериментального определения $d\sigma/dE (\leq 5\%)$. В диапазоне энергий 0-4 эВ у атома лития отмечается линейный характер зависимости $\sigma(E)$. Таким образом, в припороговой области энергии порядка 1 эВ линейная аппроксимация $\sigma(E)$ щелочных атомов в задачах кинетики плазмы достаточно корректна и может использоваться при расчетах. Значения интервала линейной зависимости $\sigma(E)$ и параметра C в (7.31) для щелочных атомов приведены в табл. 7.1. При энергии электронов $E > 10^2$ эВ открываются каналы реакций, приводящих к образованию многозарядных ионов, эффективные сечения этих процессов много меньше сечения однократной ионизации.

Атом	Интервал линейной зависимости $\sigma(E)$, эВ	$d\sigma/dE$, 10^{-16} см ² /эВ	Разрешение по энергии в пучке, эВ
<i>Li</i>	3.4	0.9+0.1	0.10
<i>Na</i>	1.5	2.4+0.4	0.10
<i>K</i>	1.2	2.6+0.5	0.10
	1.0	3.3+0.5	0.10
<i>Rb</i>	1.1	3.2+0.5	0.10
	1.0	3.8+0.5	0.10
<i>Cs</i>	1.0	2.6+0.4	0.10
	1.0	2.7+0.4	0.10
	-	1.7*	0.15-0.20

Таблица 7.1

Значения параметров процесса ионизации щелочных атомов медленными электронами в припороговой области энергии (эксперимент)

Экспериментальные результаты по ступенчатой ионизации для щелочных атомов целиком получены в условиях низкотемпературной плазмы. Значения сечений в максимуме и наклоны припороговой части ФИ на порядок и более превосходят соответствующие значения прямого процесса. Ступенчатая ионизация из резонансных состояний щелочных атомов становится эффективным каналом ионизации в низкотемпературной щелочной плазме при давлении паров $p \geq 5 \cdot 10^{-3}$ мм.рт.ст. и $N_e \geq 10^{11}$ см⁻³.

Надежные экспериментальные данные для сечения ионизации щелочных молекул нам не известны. В то же время погрешность расчетов для молекул классическими методами в среднем не превосходит соответствующую погрешность для атомов. Такие расчеты для щелочной молекулы приводят к результатам, по порядку значения согласующимся с атомными сечениями. На рисунке 7.3 приводятся результаты расчетов сечений ионизации атома и молекулы полуэмпирическими методами. Ступенчатое возбуждение молекулы медленными электронами приводит к эффективному (по сравнению с ионизацией) механизму ее диссоциации. Хорошо известен также процесс диссоциативного прилипания электронов к молекулам, приводящий к образованию устойчивых отрицатель-

ных ионов, подробно обсуждавшийся в литературе для водорода:



При увеличении энергии электронов наряду с процессом прямой ионизации молекулы возможно также образование пары из положительного и отрицательного ионов. К сожалению, в случае щелочных атомов и молекул реакции образования отрицательных ионов на количественном уровне остаются малоисследованными.

Рис.7.3

Подпись к рисунку

Сечение ионизации атома и молекулы лития электронным ударом:

1 — Li классический расчет по Томпсону; 2 — Li расчет по Гризинскому;
3 — Li расчет по Дравину в рамках классической теории; 4 — Li ,
эксперимент ; 5 — Li_2 , расчет по Гризинскому

7.4.1 Возбуждение ионных состояний щелочных атомов электронным ударом

По литературным данным (инертные газы, атомы второй группы), ионизация с возбуждением заметно (на один-два порядка) меньше сечения образования иона в основном состоянии. Известны результаты относительных измерений сечения возбуждения резонансных линий Na^+ , K^+ , Rb^+ , Cs^+ . По этим данным ФВ резонансных линий одного и того же иона подобны между собой, независимо от электронной конфигурации излучающего уровня, и заметно различаются для тяжелых и легких ионов. В этом случае заселение излучающих состояний может идти по нескольким каналам: ионизация с отрывом электрона из внешней оболочки атома; радиационным каскадом, обусловленным отрывом электрона из внутренней оболочки; распадом автоионизационных состояний; радиационным каскадом, обусловленным возбуждением верхних ионных состояний. Наблюдаемое различие ФВ представляется естественным связать с различной относительной эффективностью названных выше процессов для разных атомов.

Исследования элементарных процессов, определяющих параметры низкотемпературной плазмы, на современном уровне проводятся уже в течение нескольких десятилетий. Так лишь в последние 20 лет на количе-

ственном уровне были исследованы процессы возбуждения метастабильных атомов в условиях низкотемпературной плазмы всех инертных газов He, Ne, Ar, Kr, Xe . Показано, что в области энергий электронов 1-100 эВ основным процессом заселения метастабилей являются каскадные переходы с верхних уровней. Создание банка данных по сечениям реакций все еще актуально практически по всем разделам физики столкновений электронов ионов, атомов и молекул. Прежде всего это относится к экспериментальному и теоретическому исследованиям ионизации при столкновениях тяжелых частиц, процессам ионизации возбужденных частиц, процессам диссоциативного прилипания электронов, процессам диссоциативной рекомбинации и взаимной нейтрализации при столкновениях положительно и отрицательно заряженных ионов, химических процессов в низкотемпературной плазме лежащих в основе многих технологических процессов и др.

7.5 Краткая характеристика неупругих процессов

Ограничимся здесь краткими комментариями, которые тем не менее не всегда приводятся в литературе особенно учебного характера. Так ряд процессов столкновений электронов с молекулами происходят через стадию связанного состояния электрона и молекулы - отрицательный молекулярный ион, причем это состояние является автоионизационным, имеющим конечное время жизни. Пусть процесс идет на межъядерном расстоянии в двухатомной молекуле R_1 . Так как характерное время колебательных процессов много больше времени электронных переходов, межъядерное расстояние за это время не изменится (принцип Франка-Кондона). В этом случае энергия захваченного электрона должна совпадать с разницей в энергии ΔU колебательных термов молекулы A_2 и иона A_2^- . Поскольку величина ΔU зависит от R , сечение захвата электрона молекулой имеет широкий максимум в диапазоне энергий порядка 1эВ. Особенности процессов рассеяния электронов на атомах и молекулах могут быть связаны с процессами прилипания электрона к тяжелым частицам. Эти процессы идут через промежуточное автоионизационное состояние отрицательного иона, и зависимости сечений от энергии $\sigma(E)$ носят резонансный характер. В теории бинарных столкновений ис-

пользуются два типа модельных представлений. Адиабатические (медленные) процессы, когда скорость сближения частиц мала по сравнению с орбитальной скоростью их валентных электронов (электрон - атомные и атом - атомные процессы) или скоростью колебательно - вращательных или электронных переходов для молекул. Адиабатическим называется процесс, когда это условие не выполняется. Мессе рассмотрел эту проблему в рамках классической теории. Известный "критерий Мессе" - вероятность неупругого процесса адиабатически мала, если время внутриатомных переходов электрона t , вызванных взаимодействием частиц меньше времени самого взаимодействия.

$$\frac{l}{vt} \gg 1. \quad (7.33)$$

Здесь l - радиус взаимодействия порядка атомных размеров $10^{-8} - 10^{-9}$ см, v - относительная скорость частиц.

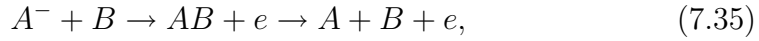
В случае $l/(vt) \approx 1$ (резонансный случай), сечение достигает своего максимального значения. Квантово - механический аналог критерия Мессе использует принцип неопределенности Гейзенберга для энергии состояния и времени его жизни. Исходя из принципа неопределенности можно оценить Δt время перехода в системе возбужденного атома (возбужденной молекулы) между состояниями с разницей по энергии ΔE :

$$\Delta t \approx \frac{\hbar}{\Delta E}. \quad (7.34)$$

С другой стороны время взаимодействия частиц - время пролета атомарных частиц или время колебаний ядер в молекуле $t \approx a/v$, где a порядка размеров атома.

Если для данного процесса справедливо неравенство $\frac{\Delta E a}{\hbar v} \gg 1$ (выполняется адиабатический критерий Мессе), то его вероятность адиабатически мала. Видно, что этот критерий справедлив прежде всего для медленных электронов, что приводит к уменьшению сечений электрон - молекулярных реакций. К этой категории процессов относятся: переходы между электронными состояниями атомов при атом - атомных столкновениях, ионизация при атом - молекулярных столкновениях в диапазоне энергий несколько электронвольт, переходы при тепловых столкновениях между колебательными уровнями молекул. Эффективные сечения этих процессов на несколько порядков меньше газокинетических. Критерий Мессе может не выполняться для близких столкновений в этом

случае вероятность процесса велика. Например, для процесса разрушения отрицательного иона в ион-атомном столкновении:



когда на некотором межъядерном расстоянии R_0 терм (A^-, B) квазимолекулярного иона пересекает терм квазимолекулы AB . Реакции отрыва электрона от отрицательного иона (7.35) соответствуют большие значения эффективных сечений. По порядку величины частота колебаний ядер двухатомной молекулы $\nu \approx 10^{14} \text{ с}^{-1}$, геометрический масштаб порядка радиуса Бора a_0 , т.е. 10^{-8} см , относительная скорость частиц порядка 10^4 см/с . Тогда $a_0\nu/v \approx 10^2$, т.е. время столкновения оказывается много больше периода колебаний, а соответствующее значение сечения адиабатически мало (например, сечение столкновения возбужденной и невозбужденной молекул). Наоборот в столкновениях электрон - молекула параметр адиабатичности порядка 10^{-2} ($E_e = 1 \text{ эВ}$, $v_e = 10^8 \text{ см/с}$), т.е. время взаимодействия меньше времени колебаний. Однако результаты экспериментов приводят к заметным величинам эффективных сечений таких процессов. Поэтому для процесса электронного возбуждения колебательных уровней молекулы принимается двухступенчатая схема:



где M_2^- электронотрицательные молекулярные ионы N_2^-, H_2^-, O_2^- . Отрицательный молекулярный ион M_2^- неустойчив и распадается с образованием колебательно возбужденной молекулы:



Что же касается возбуждения вращательных уровней молекул, для которых расстояние между соседними уровнями очень малы, то процесс их электронного возбуждения трудно трактовать в рамках классической механики. Для объяснения измеряемых сечений порядка πa_0^2 привлекается механизм поляризационного взаимодействия, при котором налетающий электрон индуцирует изменение дипольного момента молекулы.

Процессы происходящие с небольшими изменениями внутренней энергии частиц носят название резонансных. Для этих процессов справедлив "обратный" критерий Мессе для больших межъядерных расстояниях, существенно превышающих размеры самих частиц. В последнем случае

эффективные сечения заметным образом превышают газокINETические $\sigma \approx \pi(R_1 + R_2)^2$, где R - характерные размеры частиц. К резонансным процессам относятся: резонансная перезарядка (7.20), процессы приводящие к деполяризации атома или к перемешиванию состояний тонкой структуры, взаимная нейтрализация при ион - ионных столкновениях, резонансная передача возбуждения и др. Зависимость сечения резонансной перезарядки от относительной скорости столкновений имеет вид:

$$\sigma_{rez} = \sigma_0 \ln \left(\frac{v_0}{v} \right)^2, \quad (7.38)$$

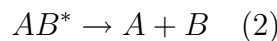
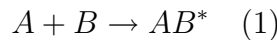
где σ_0 и v_0 - параметры системы. Подобная слабая зависимость от скорости характерна и для других резонансных процессов (не включающих упругое рассеяние), сопровождающихся электронным обменом.

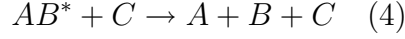
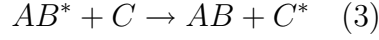
Несколько слов о ионизации атома при парных столкновениях с электронами (7.2). Анализ процесса (7.2) в рамках простой модели Джи.Джи. Томпсона предполагает, что движения налетающего электрона подчиняется законам классической механики, а валентный электрон атома - мишени неподвижен. Эта модель позволяет описать процесс качественно правильно и приводит к выражению для сечения ионизации атома с одним валентным электроном:

$$\sigma_i = \frac{\pi e^4}{E} \left(\frac{1}{U_i} - \frac{1}{E} \right). \quad (7.39)$$

Здесь U_i - потенциал ионизации атома, E - энергия налетающего электрона. Заметим, что в области больших энергий ($E_e > 300$) эВ сечение ионизации атома мишени электронами и протонами при одинаковых скоростях частиц совпадают. Это следует как из классической, так и из квантовой теории при условии, что применимо Борновское приближение.

В случае образования промежуточных комплексов с большими временами жизни константы тройных ионизационных процессов могут значительно превышать значения, полученные по модели Томпсона. Подобные автоионизационные состояния возникают при передаче кинетической энергии частиц внутренним степеням свободы комплекса. Образование комплексов через промежуточные автоионизационные состояния может быть реализовано по схемам:





Процессы (1-4) условно можно охарактеризовать терминами "захват" (1), "распад с постоянной времени τ " (2), "тушение" (3), "диссоциация" (4). Здесь AB^* - автоионизационное состояние. В этом случае уравнение баланса для плотности частиц AB^* выглядит следующим образом:

$$\frac{dN(AB^*)}{dt} = N(A)N(B)k_{capt} - \frac{N(AB^*)}{\tau} - N(AB^*)N_C(k_{quench} + k_{diss}), \quad (7.40)$$

откуда

$$N(AB^*) = \frac{N(A)N(B)k_{capt}}{\tau^{-1} + N_C(k_{quench} + k_{diss})}. \quad (7.41)$$

Время жизни AB^* увеличивается с числом возможных внутренних степеней свободы комплекса, так что энергия может перераспределяться по большому числу степеней свободы.

Рассмотрим парное (бинарное) столкновение частиц двух сортов A и B , сопровождающееся переходом частицы A из i -ого в k -тое состояния. Тогда число актов $i - k$ перехода равно:

$$\Delta A_{ki} = N_B \int_{v_n}^{\infty} \sigma_{ik}(v) f(v) v dv, \quad (7.42)$$

где v - относительная скорость частиц $v = |v_A - v_B|$, v_n - пороговое значение скорости для пороговых реакций, $\sigma_{ik}(v)$ - сечение реакции, как функция относительной скорости, $f(v)$ - функция распределения частиц по скоростям, N_B - концентрация частиц сорта B . Введем обозначение:

$$\langle \sigma v \rangle_{ik} = \int_{v_n}^{\infty} \sigma_{ik}(v) f(v) v dv. \quad (7.43)$$

Вынесем из-под знака интеграла среднее значение сечения $\bar{\sigma}$,

$$\langle \sigma v \rangle_{ik} = \bar{\sigma} \int_{v_n}^{\infty} v f(v) dv = \bar{\sigma} \bar{v}. \quad (7.44)$$

То есть выражение в угловых скобках имеет наглядный физический смысл и носит название константы скорости k i - k процесса с размерностью $[\text{см}^3/\text{с}]$. Очевидно, что произведение $N_A N_B \langle \sigma v \rangle_{ik}$ определяет скорость актов данного процессов в см^3 объема.

В случае полностью равновесной плазмы, предполагающем Больцмановское распределение частиц по степеням свободы и Максвелловское распределение с температурой T , в задачах химической кинетики для констант скорости процессов часто используют, так называемую, формулу Аррениуса ("равновесная гипотеза"):

$$k(T) = A \cdot T^{1/2} \exp(-Q/T). \quad (7.45)$$

Здесь коэффициент A и энергия активации Q , как правило, определяются опытным путем. Для случая неравновесной плазмы более реальным является использование данных для соответствующих эффективных сечений реакций.

8. Ионизация при СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ

Работы по ионизации при столкновениях тяжелых частиц начали периодически появляться в физической литературе, начиная с 70-х годов. Это было обусловлено началом широкого экспериментального и теоретического исследования таких процессов в ряде научных центров и той значимостью, которая придавалась практическим аспектам этих работ фундаментального характера, начатых на рубеже 30-х годов, в период времени, во многом определивший развитие современной физики в целом. Несмотря на большой объем публикаций, интерес к этим исследованиям не ослабевает. Изучая физику ионизационных процессов, исследователи имеют дело с основополагающими положениями теории атомных столкновений и физики низкотемпературной плазмы, что дает возможность обнаружения новых явлений и закономерностей. Одним из таких результатов явилось наблюдение явления образования фоторезонансной плазмы при облучении газовой среды светом с длинами волн, соответствующими резонансным переходам в атомах. Процесс образования такой плазмы нельзя описать закономерностями, ранее известными в физике газового разряда. В свою очередь, это привело к развитию нового научного направления изучения плазмы высокой степени ионизации в отсутствие внешних электрического и магнитного полей, обладающей экстремальными свойствами по сравнению с равновесной газоразрядной плазмой. В значительной степени благодаря работам по столкновительной ионизации тяжелых частиц получили новый импульс работы по оптогальванической спектроскопии, развитие новых методов управления параметрами плазмы за счет внешнего облучения светом, исследования многочастичных взаимодействий и их влияния на термодинамические свойства плазмы, разработка и создание новых систем нелинейного пре-

образования и стабилизации частоты излучения, ионного легирования и травления и т.д.

8.1 Классификация процессов ионизации при тепловых столкновениях тяжелых частиц

8.1.1 Процессы хемоионизации

В зависимости от состояния частиц - партнеров во входном и выходном каналах реакции вся совокупность ионизационных процессов при столкновениях атомов и молекул может быть разделена на процессы столкновительной ионизации и хемоионизации. Такое достаточно условное разделение обусловлено, прежде всего, соотношением потенциальной (энергии возбуждения) и кинетической (энергии относительного движения) энергий партнеров. В широком диапазоне тепловых и субтепловых скоростей столкновений ионизация предполагает образование промежуточного квазимолекулярного комплекса со специфическими "химическими" связями. Стабилизация такого комплекса либо его распад с образованием заряженных фрагментов определяется совокупностью таких параметров, как природа сталкивающихся частиц, степень их возбуждения, особенности потенциалов межатомных взаимодействий. Для столкновительной ионизации характерна основополагающая роль кинетической энергии, для хемоионизации определяющим оказывается характер возбуждения партнеров. Для физики и химии низкотемпературной плазмы первоочередной интерес представляют процессы хемоионизации, при которых переход в ионизационный континуум происходит в основном за счет внутренней энергии возбуждения, и ионизация приводит к изменению химической структуры частиц - перераспределению внешних электронов партнеров:



Реакции хемоионизации традиционно рассматриваются в физике плазмы как один из эффективных каналов образования молекулярных ионов. Каналы образования заряженных частиц открываются уже при возбуждении атомов в самые низкие из всех возможных (резонансные) энергетические состояния:

$$X^* + X^* \rightarrow X_2^* + e \quad (\text{АИ}), \quad (8.2)$$

$$X^* + X^* \rightarrow X^+ + X + e \quad (\text{ПИ}). \quad (8.3)$$

При парных столкновениях возбужденных частиц (8.2), (8.3) возможны два канала ионизации - ассоциативная ионизация (АИ) и ионизация пеннинговского типа (ПИ). Эти реакции представляют особый интерес с точки зрения практических приложений, поскольку могут приводить к образованию заряженных частиц при минимальных затратах энергии внешнего источника. Процесс (8.2) в литературе иногда называют ассоциативной пеннинговской ионизацией (ПАИ), а процесс АИ с участием возбужденного и нормального атомов - ионизацией Хорнбека-Молнара. Столкновения с участием возбужденных атомов, приводящие к ионизации, сопровождаются взаимодействиями начального дискретного состояния не только с ионизационным континуумом, но и с кулоновским сгущением термов ридберговских атомов. Таким образом, помимо ионизации возможны переходы с заселением верхних высоковозбужденных состояний (ВВА). Вероятность выживания системы X_2^* на ковалентном терме до начала автоионизации $P = 1 - p_m$, где p_m - вероятность перехода в иные дискретные состояния X^{**} , отличные от начального. Последние в свою очередь также принимают участие в процессах ассоциативной и прямой ионизации:

$$X^{**} + X \rightarrow X_2^+ + e, \quad (8.4)$$

$$X^{**} + X \rightarrow X^+ + X + e, \quad (8.5)$$

а также в процессе образования пары из положительного и отрицательного ионов:

$$X^{**} + X \rightarrow X^+ + X^-. \quad (8.6)$$

Развитие лазерных методов исследований позволили начать исследования ионизации при парных столкновениях ридберговских атомов:

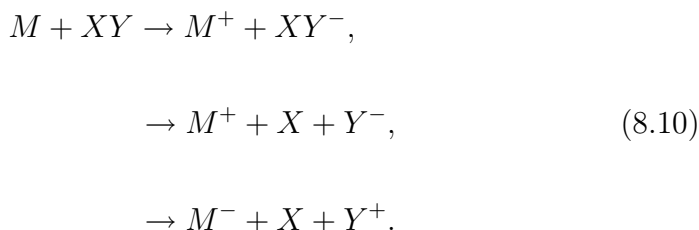
$$X^{**} + X^{**} \rightarrow X_2^+ + e, \quad (8.7)$$

$$\rightarrow X^+ + X + e, \quad (8.8)$$



В 30-е годы было обращено внимание на большие значения сечения реакций обмена при тепловых столкновениях атомов металлов (M) с гомоядерными (X_2) и гетероядерными (XY) двухатомными молекулами галогенов. Для объяснения порядка величины получаемых сечений ($10^{-14} - 10^{-15} \text{ см}^2$) тогда же была предложена модель процесса, получившая позднее название "гарпунной". По этой модели реакция идет через промежуточные ионные состояния, образующиеся в процессе перехода электрона от щелочного атома к электроотрицательной молекуле, и сохраняется представление о квазипересечении ковалентных термов реагентов и ионных термов продуктов реакций. Но в отличие от рассмотренных выше случаев речь теперь идет о многомерных поверхностях потенциальной энергии, что усложняет проведение соответствующих квантовомеханических расчетов.

Процессы хемоионизации при столкновениях атомов с молекулами, как правило, являются многоканальными:



Развитие лазерной техники позволило получить экспериментальные данные об эффективностях процессов типа (8.10) с участием возбужденных атомов, идущих как с выделением, так и с поглощением энергии. Известна зависимость эффективного сечения образования ионной пары от степени колебательного возбуждения галогеносодержащих молекул при тепловых столкновениях с щелочными атомами. В этом случае влияние колебательного возбуждения на эффективность процесса переноса электрона может быть обусловлено целым рядом причин: уменьшением величины энергетического порога реакции; изменением величины энергии вертикального сродства к электрону и т. д. Эти результаты имеют несомненный практический интерес для проблемы детектирования колебательно-возбужденных молекул. У галогеносодержащих молекул, характеризующихся высокими значениями константы прилипания

медленных электронов (10^{-7} см⁻³/с, SF_6), выход отрицательных ионов при тепловых столкновениях с высоковозбужденными атомами (ВВА) определяется эффективностью процесса прилипания высоковозбужденного электрона (ВВЭ). Это следует из теории и подтверждается результатами измерений констант скорости ионизации ВВА с $n = 20 - 100$ при столкновениях с молекулами галогенидов. В импульсном приближении сечение столкновения ВВА с молекулами мишени определяется сечением рассеяния ВВЭ с энергиями порядка 10^{-3} эВ на галогеносодержащей молекуле. Столь большие значения сечений ионизации порядка 10^{-10} см² наблюдаются в тепловых столкновениях ВВА с молекулами H_2O , H_2 , O_2 и другими, когда вращательное девозбуждение молекулы обеспечивает энергию, необходимую для отрыва ВВЭ.

Рис.8.1

Подпись к рисунку:

Энергетический спектр электронов с энергией от 0 до 2,1 эВ, образующихся при лазерном облучении паров натрия. Максимальный пик вблизи энергии порядка 0,1 эВ обусловлен процессами хемоионизации при столкновении двух резонансно возбужденных атомов натрия

Важным источником информации о структуре квазимолекулярных термов и надежным способом их идентификации являются энергетические спектры электронов, регистрируемые в процессах ионизации. При энергиях, меньших максимальных, при которых возможен эффект орбитирования, существуют два типа особенностей электронного спектра: статистические, определяемые зависимостью энергии испущенного электрона от межъядерных расстояний, и динамические, обусловленные движением атомов в исходном потенциале притяжения. В субтепловом диапазоне энергии могут проявляться новые квантовомеханические эффекты атомно - молекулярных взаимодействий, обусловленные увеличением длины волны де Бройля системы сталкивающихся частиц, когда она становится больше характерных расстояний межчастичного взаимодействия. При этом теряют силу квазиклассические представления квантовой механики, а возникающие новые явления могут получить объяснение лишь с позицией волновой механики, например интерференции падающей и рассеянной парциальных волн. В обычном тепловом диапазоне энергий такого рода интерференционные эффекты уменьшаются за счет

усреднения вклада большого числа парциальных волн - в субтепловом диапазоне эффективное число парциальных волн в разложении волны де Бройля падает. Позволяя наблюдать резонансную структуру сечений реакций, исследования в субтепловом диапазоне дают возможность получения новой количественной информации о потенциалах межчастичного взаимодействия и структуре квазимолекулярных термов. В диапазоне малых скоростей также существенно возрастает время взаимодействия сталкивающихся частиц. Как следствие, важную роль начинают играть слабые дальнедействующие взаимодействия типа магнитного диполь - дипольного. Наконец, в столкновениях субтепловых энергий вероятности стимулированных и спонтанных излучательных переходов за время столкновений может быть близка к единице и излучение является действующим фактором, определяющим динамику столкновений даже в слабых световых полях. Это открывает возможность постановки новых экспериментов в области столкновений, индуцированных излучением.

8.1.2 Инертные газы

В 70-е годы были рассчитаны сечения ионизации по каналам (8.2), (8.3) с участием метастабильных атомов гелия. Полученное в диапазоне энергий столкновений 0,01 - 0,13 эВ суммарное по обоим каналам сечение для (2^3S) в пределах погрешности измерений ($\pm 30\%$) совпало с измеренными в пучковых и плазменном экспериментах. Однако значение коэффициента ветвления реакций (8.2), (8.3), отношения $\sigma_{AI}/(\sigma_{AI} + \sigma_{PI})$, полученного в пучковых экспериментах при энергии столкновений $E = 0,033$ эВ, $\gamma = 0,046 + 0,006$ существенно разошлось с расчетным. В дальнейшем данные для γ были подвергнуты критике. Полученное новое значение γ , в зависимости от использованных допущений для проницаемости центробежного барьера $\Delta U = 0,7$ эВ на потенциальной кривой X_2^* , лежало в диапазоне 0,10 - 0,14. Близкие значения были получены и в экспериментах по исследованию распадающейся плазмы методом плазменной электронной спектроскопии. По экспериментальным данным при $E < 0,1$ эВ $\sigma_{AI} + \sigma_{PI} \sim E^{-0,38}$, что оказывается близко к зависимости $\sigma(E)$ по модели поляризационного захвата $\sigma \sim E^{-1/3}$ для потенциала притяжения ван-дер-ваальсова типа. Расчет константы скорости поляризационного захвата с учетом правила Вигнера и принципа неразличимости при парных столкновениях частиц одного сорта приводит к увеличению значений константы скорости для пар $He(2^3S), He(2^1S)$ и

$He(2^1S)$, $He(2^1S)$ по сравнению со случаем $He(2^3S)$, $He(2^3S)$, что находит свое подтверждение в эксперименте. Отсюда, в частности, следует, что измеряемое или рассчитываемое значение константы скорости реакций (8.2), (8.3) должно существенным образом зависеть от относительной населенности метастабильных состояний во входном канале реакции. В условиях распадающейся плазмы, благодаря эффективному процессу де-возбуждения синглетных метастабильных атомов $He(2^1S)$ электронным ударом на времена порядка 10^{-4} с основным компонентом метастабильных состояний оказываются триплетные состояния $He(2^3S)$. В активной фазе разряда и раннем послесвечении основной вклад в хемоионизацию вносят синглетные метастабильные состояния. Образующиеся по (8.2), ионы He_2^+ находятся в верхних колебательных состояниях. В пучковых экспериментах время прихода иона на коллектор порядка $5 \cdot 10^{-6}$ с, поэтому колебательно возбужденные молекулярные ионы с временами жизни меньше $5 \cdot 10^{-6}$ с не регистрируются. В плазменных условиях существуют каналы разрушения верхних колебательно - возбужденных состояний иона He_2^+ , приводящие к его диссоциации. На этом основании можно ожидать некоторого уменьшения величины γ , полученной при масс-спектрометрической диагностике плазмы при увеличении давления гелия. Возможно, что с этим связана одна из причин расхождения данных для γ , полученных в плазменных экспериментах. По данным измерений в распадающейся плазме с использованием методов электронной спектроскопии и масс - спектроскопии константы ионизации при парных столкновениях метастабильных атомов гелия, неона, аргона, криптона, ксенона $(1,0 - 1,5) \cdot 10^{-9} \text{см}^3 \text{с}^{-1}$, $T = 300 \text{K}$. Лишь для реакции ((8.2) с участием двух метастабильных атомов $Ne(3P_2)$ измеренные константы оказались в три раза меньше. По тем же данным значения γ лежали в диапазоне 0,05-0,10, т.е. близки к аналогичным величинам для гелия и значение γ для несимметричного процесса $Ar^* + Kr^*$. В последнем случае величина константы составляет $(3,1 \pm 0,6) \cdot 10^{-9} \text{см}^3 \text{с}^{-1}$. Зависимости $\gamma(E)$ для столкновений $2He^*$, He^*Ne^* , Ar^*Kr^* приведены на рисунке 8.2.

Рис. 8.2

Подпись к рисунку:

Зависимость коэффициента ветвления γ реакций (8.1), (8.2) от энергии частиц по данным пучковых измерений.

Опубликованный к настоящему времени материал позволяет сделать два важных для физики низкотемпературной плазмы вывода: константы про-

цесса ионизации при парных столкновениях метастабильных атомов инертных газов при комнатных температурах достигают значений порядка $10^{-9}\text{см}^3\text{с}^{-1}$, основным каналом ионизации при этом является канал образования атомарных ионов. В области энергий меньше 0,1 эВ величина γ увеличивается с уменьшением E . Таким образом, относительный выход молекулярных ионов увеличивается в условиях криогенной плазмы.

8.1.3 Атомы металлов

В 1975-1985 гг. в ряде лабораторий были поставлены работы по исследованию каналов хемоионизации резонансно - возбужденных атомов щелочных металлов. При этом оказалось, что отличия результатов пучковых экспериментов и экспериментов, выполненных в условиях газовой ячейки (плазмы), заметно превышают возможные погрешности эксперимента. Поэтому сразу же возник вопрос о корректности использования публикуемых значений констант ("парадокс натрия"). Сложившаяся ситуация была подробно проанализирована. Было показано, что одна из причин разброса публикуемых экспериментальных данных обусловлена особенностями функции распределения возбуждения атомов по скоростям $F(v)$ в экспериментах разного типа. Как показали проведенные расчеты, $F(v)$ в условиях плазмы (газовой ячейки) значительно отличается от $F(v)$ для одиночного пучка. Пересекающиеся пучки в этом отношении занимают промежуточное положение. При той же температуре источника пучка и газовой ячейки $F(v)$ для последней обогащена быстрыми частицами по сравнению с одиночным пучком. В недавних работах наряду с пороговым поведением сечения при $E \geq 0,1$ эВ, что согласуется с более ранней моделью, в области $0,005 \leq E \leq 0,10$ эВ на зависимости $\sigma(E)$ был обнаружен максимум, сравнимый по величине с $\sigma(0,3$ эВ). Отсюда следует, что процесс АИ для натрия в общем случае может носить многоканальный характер.

Удвоенная энергия возбуждения для системы двух резонансно - возбужденных щелочных атомов меньше потенциала ионизации изолированного атома (см. схемы термов в Приложении Е). Выполнение принципа Франка - Кондона иллюстрируется на рисунке 8.3 сохранением разности ординат точек 1, 2 и 3, 4 соответственно: $U(1) - U(2) = U(3) - U(4)$.

Рис. 8.3

Подпись к рисунку:

Схема термов электронно-возбужденной молекулы и молекулярного
иона для случая, когда суммарная энергия партнеров меньше
потенциала ионизации атома натрия

Когда точка 3 оказывается выше предела диссоциации иона XY^+ , предпочтительным становится канал ионизации пеннинговского типа. При автоионизационном распаде терма $U_2(R)$ на межъядерных расстояниях $R > R_1$ образуются атомарный ион и электрон. Автоионизационный распад в области $R < R_1$ приводит к образованию молекулярного иона в стабильном колебательно - возбужденном состоянии. При энергии столкновений $E < U(R_0)$, где R_0 - точка пересечения термов, вероятность ионизации, определяемая проницаемостью потенциального барьера, пренебрежимо мала; при $U(R_0) < E < E_i^*$ автоионизационный распад квазимолекулы происходит в основном по каналу ассоциативной ионизации. Для $E > E_i^*$ возможны оба ионизационных канала. Если пересечение термов $U_1(R)$ и $U_2(R)$ не реализуется - вероятность процесса ионизации становится экспоненциально малой. В области тепловых скоростей частиц можно ожидать выполнение принципа Франка-Кондона: при электронном переходе в молекуле координаты и импульсы относительного движения ядер не меняются.

Альтернативой может служить подход, основывающийся на модели, из которой следует возможность возникновения набора ионизационных резонансов для $\sigma(E)$ при взаимодействии сгущения колебательно - возбужденных термов квазимолекулы Na_2^* с нижним колебательным состоянием иона Na_2^+ . Наблюдаемый максимум на зависимости $\sigma(E)$ в этом случае может представлять собой огибающую большого числа узких неразрешенных резонансов.

Таким образом, с одной стороны, натрий является наиболее изученным примером процесса АИ у атомов металлов, с другой – новые вновь публикуемые данные не лишены внутреннего противоречия. В табл. 8.1 приведены значения констант АИ для натрия. Значения констант АИ (8.2) для щелочных атомов можно найти в обзорных работах, данные из которых могут быть использованы непосредственно для низкотемпературной плазмы, поскольку являются результатом измерений в условиях газовой ячейки при возбуждении атомов в режиме переноса резонансного излучения. Детальное рассмотрение процессов переноса излучения при первичном изотропном облучении среды светом широкого спектрального диапазона показало, что подобная схема возбуждения мо-

жет быть корректно применена при количественных исследованиях эндотермических процессов АИ. Весьма существенным в этом отношении является и максвелловский характер функции распределения возбужденных атомов по скоростям, что дает возможность корректного применения оптических методов диагностики возбужденных атомов.

Условия эксперимента	Температура источника пучка, температура насыщенного пара, К	$k, 10^{-11}$ см ³ /с
Газовая ячейка (плазма)	550	3,8
Пересекающиеся под углом 90° пучки	570	3,4
Одиночный пучок	580	0,03

Таблица 8.1.

Значения констант АИ процесса $Na(3^2P) + Na(3^2P) = Na_2^+ + e$

Для атома лития нам неизвестны измерения константы скорости процессов (8.2), (8.3). Поскольку дефект энергии реакции, оцененный по табличным данным, составляет величину 0,5 эВ, можно ожидать величины соответствующей константы $10^{-15} - 10^{-16}$ см³/с. Приведенные в таблице 8.2 значения энергии активации получены из измерений температурной зависимости $k(T)$ (см. Рис. 8.4).

Рис. 8.4

Подпись к рисунку:

Температурная зависимость константы АИ в цезии при $T = 713$ К.
 $1 - Cs(6^2S) + Cs(8^2P) \rightarrow Cs_2^+ + e$, $2 - Cs(6^2S) + Cs(7^2P) \rightarrow Cs_2^+ + e$,
 $3 - Cs(6^2P) \rightarrow Cs_2^+ + e$. Сплошные кривые – расчет по формуле:
 $k \approx (1 + \Delta U/kT) \exp[-\Delta U/kT]$; $\Delta U = U_i - D_e^+ - \Sigma U^*$, D_e^+ – энергия диссоциации молекулярного иона Cs_2^+

При $\Delta U \neq 0$ в выражении для константы скорости присутствует экспоненциальный сомножитель $\exp(-\Delta U/T)$, который в основном и определяет температурную зависимость $k(T)$. Строго говоря, это справедливо лишь для случая сечений, слабо зависящих от энергии относительного движения частиц. Однако экспоненциальный сомножитель сохраняется и в более реалистических случаях сечений. Сильная (экспоненциальная)

зависимость константы скорости АИ с резонансных уровней щелочных атомов должна обязательно учитываться в реальном плазменном эксперименте. Так, в плазме низковольтного дугового разряда в парах цезия температура газа достигает тысячи К. При этом, например, константа скорости АИ резонансно возбужденных атомов цезия увеличивается на два порядка по сравнению с данными табл. 8.2 и достигает величины $10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$.

Эффективность пороговых процессов АИ существенным образом зависит от вида функции распределения частиц по скоростям, поэтому использовать литературные данные по этим процессам, строго говоря, допустимо лишь для аналогичных условий.

Партнеры по столкновению	ΔU , эВ	k , $\text{см}^3/\text{с}$	k/v_{col} , см^2
$2Cs(6^2P)$	$0,33 \pm 0,04$	$(2 \pm 0,2) \cdot 10^{-13}$, $T = 425 \text{ K}$	$3,4 \cdot 10^{-18}$
$2Rb(5^2P)$	$0,20 \pm 0,03$	$(3,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-13}$, $T = 470 \text{ K}$	$0,64 \cdot 10^{-17}$
$2K(4^2P)$	$\leq 0,1$	$(9 \pm 2) \cdot 10^{-13}$, $T = 500 \text{ K}$	$1,3 \cdot 10^{-17}$
$2Na(3^2P)$	-	$(3,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-11}$, $T = 580 \text{ K}$	$3,8 \cdot 10^{-16}$
$2Li(2^2P)$	$\geq 0,5$	$10^{-15} - 10^{-16}$	-

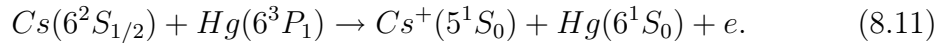
Таблица 8.2.

Константы скорости и энергии активации ΔU при парных столкновениях резонансно - возбужденных щелочных атомов (v_{col} - средняя относительная скорость столкновений при температуре T)

В противном случае необходима дополнительная обработка данных, причем корректное выполнение этой процедуры требует знания соответствующих термов квазимолекул и молекулярного иона. Выход реакций АИ, идущих с энергетическим порогом, в основном определяется параметром $\Delta U/T$, где T - температура нейтральной компоненты плазмы, газовой ячейки или источника пучка. При больших значениях этого параметра скорость реакции в плазме намного превышает скорость той же реакции в тепловом пучке. Поэтому реакции АИ с большими значениями ΔU доступны для исследования, по-видимому, прежде всего в

условиях газовой ячейки или пучков газодинамического типа. Выход реакции в одиночном тепловом пучке эффузионного типа - наименьший среди всех рассмотренных выше примеров. Можно привести и обратный пример увеличения выхода реакции при переходе к пучковому эксперименту. Для этого характерная тепловая энергия должна превышать пороговую, а сечение уменьшаться с ростом v_{col} быстрее, чем v_{col}^{-1} .

До последнего, времени количественные результаты по АИ при парных столкновениях атомов металлов в нижних возбужденных состояниях кроме щелочей были известны для ртути и кадмия. Нижние триплетные состояния этих атомов могут быть заселены комбинированным оптически - столкновительным способом, при котором столкновения второго рода оптически возбужденных атомов $X(n^3P_1)$ с молекулами приводят к эффективному заселению состояний $X(n^3P_0)$. Константа процесса $Hg^*(6^3P_0) + Hg^*(6^3P_0) \rightarrow Hg_2^+ + e$, $k_{AI} = (4,0 \pm 0,8) \cdot 10^{-10}$ см³/с, $T = 295$ К, что хорошо согласуется с результатами расчета по теории поляризационного захвата и позволяет трактовать этот процесс как беспороговый. Для атома кадмия k_{AI} для блока $5^2P_{0,1,2}$ - состояний составило $4 \cdot 10^{-12}$ см³/с, $T = 575$ К. Это существенно меньше результатов расчета в рамках модели поляризационного захвата, что свидетельствует в пользу порогового характера процесса. При парных столкновениях атомов металлов, возбужденных в резонансные состояния, основным каналом ионизации является ассоциативная ионизация, т.е. реализуется ситуация, обратная случаю инертных газов. Ионизация была также зарегистрирована в смесях $Cs-Hg$, $Cs-Cd$, $Rb-Cd$ при оптическом возбуждении n^3P_1 резонансных состояний атомов второго компонента. Подобные системы интересны тем, что открывают возможности использования приборов с таким наполнением в качестве низковольтных селективных приемников УФ излучения резонансных переходов атомов второй группы. Количественные данные об эффективности этих процессов известны лишь для пары $Cs - Hg$:



Для этой реакции $\sigma = (6 \pm 2) \cdot 10^{-14}$ см², что более чем на порядок величины превышает его значение, рассчитанное по модели Кацууры - Смирнова. Одна из причин завышения (в 3,3 раза) экспериментального результата связана, повидимому, с неправильной нормировкой ионного тока. Кроме того, в условиях эксперимента могли проявляться вторич-

ные процессы, приводящие к дополнительной ионизации среды. В табл. 8.3 приведены экспериментальные данные по ионизации Пеннинга с участием метастабильных атомов инертных газов и щелочных атомов, полученные в условиях послесвечения импульсного разряда по измеренным значениям суммарных констант тушения метастабильных состояний. Как видно из таблицы и было отмечено выше, в соответствии с правилом сохранения полного спинового момента системы, k_{AI} для пары $He(2^3S_1) + Cs(6^2S_{1/2})$ больше, чем в случае пары $He(2^1S_0) + Cs(6^2S_{1/2})$. Реакции такого типа привлекли в 1973 г. внимание исследователей, поскольку предполагалась их решающая роль при формировании инверсной населенности в ионных газовых лазерах на парах кадмия и цинка.

Партнеры по столкновениям		$k, 10^{-10} \text{см}^3/\text{с}$ Теория $T = 300 \text{ K}$	$k, 10^{-10} \text{см}^3/\text{с}$ Эксперимент
$He(2^3S)$	Zn	9,2	$5,1 \pm 1,5$
	Na	8,1	$7,7 \pm 1,5$
	K	9,0	$12,0 \pm 2,4, T = 350 \text{ K}$
	Rb	9,1	$4,5 \pm 0,9$
	Cs	9,7	$4,4 \pm 1,6, T = 450 \text{ K}$
$He(2^1S)$	-	-	15 ± 6
$Ne(3P_0)$	Cs	-	$31 \pm 9, T = 450 \text{ K}$
$Ne(3P_2)$	-	-	30 ± 9

Таблица 8.3.

Суммарные константы тушения метастабильных состояний атомов инертных газов невозбужденными щелочными атомами

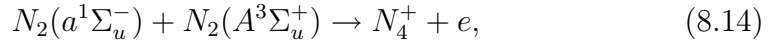
8.1.4 Молекулярные газы

Процессы хемоионизации с участием возбужденных молекул представляют практический интерес, прежде всего для описания кинетики ионизации в плазме тлеющего разряда, плазме послесвечения, плазмохимических устройствах и активных лазерных средах. Процессы типа

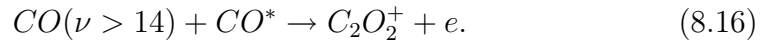
$$N_2(X^1\Sigma_g^+, \nu_1) + N_2(Z, \nu_2) \rightarrow N_4^+ + e(\nu_1 \geq 13), \quad (8.12)$$

$$N_2(X^1\Sigma_g^+, \nu_1) + N_2(X^1\Sigma_g^+, \nu_2) \rightarrow N_4^+ + e(\nu_1 \approx \nu_2 \geq 32) \quad (8.13)$$

рассматриваются как вероятные механизмы ионизации в тлеющем разряде в молекулярном азоте, его послесвечении и смеси $N_2 + He$. Здесь $N_2(Z, \nu_2)$ - высоковозбужденные ($E_{exc} \approx 12,2$ эВ) метастабильные состояния. Основным каналом ионизации в тлеющем разряде в азоте при низких давлениях являются процессы АИ с участием молекул азота в $a^1\Sigma_g^-$ и $A^3\Sigma_g^-$ состояниях:

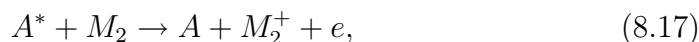


Константы таких процессов, известные из литературы, получены, как правило, методом подбора соответствующих коэффициентов в кинетической модели положительного столба (плазмы послесвечения), исходя из критерия согласования рассчитанных и экспериментально измеренных параметров плазмы. Оцененные таким образом значения констант скоростей реакций (8.14), (8.15) лежат в диапазоне значений $5 \cdot 10^{-11} - 6 \cdot 10^{-12}$ см³/с (8.14) и $2 \cdot 10^{-11} - 5 \cdot 10^{-12}$ см³/с (8.15) при газовой температуре порядка 10^3 К. Такого рода оценки константы хемоионизации в молекулярных газах известны и в случае разряда, содержащего CO . Исходя из критерия наилучшего согласия результатов модельных расчетов и экспериментальных измерений плазменных параметров в качестве основного механизма ионизации для $He - CO - O_2$ - смеси, предлагается механизм ассоциативной ионизации



Неизмеримо больше материала количественного характера имеется в литературе по константам скоростей (и сечениям) процесса Пеннинга при тепловых столкновениях метастабильных атомов инертных газов с CO, CO_2, H_2, O_2, N_2 , азотсодержащими молекулами. Для всех названных пар общим является уменьшение значений констант ионизации с уменьшением энергии в диапазоне 0,03 - 0,1 эВ. Порядок значения самих констант при этом оказывается $10^{-9} - 10^{-10}$ см³/с ($E \approx 0,03$ эВ). Эти наблюдения свидетельствуют о том, что при названных выше взаимодействиях образуются промежуточные состояния слабосвязанной квазимолекулы с глубиной потенциальной ямы меньше 0,03 эВ, а ионизация происходит на отталкивательной части потенциала взаимодействия. Заметим, что,

как и в случае реакций (8.2), (8.3) с участием метастабильных атомов инертных газов, эффективность атомно - молекулярных процессов с их участием различна для одиночных и триплетных состояний и их отношение асимптотически стремится к 1 при скорости столкновений $v \gg 10^5$ см/с. При этом в выходном канале реакции



где A^* - метастабильный атом, M_2 - молекула, более 90% составляют ионы M_2^+ и значительной оказывается роль изотопного эффекта. Наконец, приведем наиболее часто встречающийся на практике пример пламени углеводсодержащих топлив, где процесс ассоциативной ионизации



является основным каналом образования заряженных частиц.

8.2 Экспериментальные методы исследования элементарных процессов ионизации

8.2.1 Характеристики ансамбля возбужденных частиц в экспериментах по ионизации и их влияние на кинетику ионизационных процессов

Оптическое возбуждение, позволяющее избирательно заселять отдельные возбужденные состояния атомов и молекул, представляет собой самостоятельный метод экспериментальной физики, широко используемый при исследованиях по хемоионизации. Сама идея применения оптического возбуждения вещества в газовой фазе для стимулирования химических реакций была реализована еще в 20-е годы.

Фундаментальными характеристиками возбужденной газовой среды являются пространственное и энергетическое распределение плотности $N^*(x, v)$ возбужденных атомов. Процесс формирования распределения

плотности N^* существенно зависит от соотношения каналов радиационного и безызлучательного разрушения (тушения) возбужденных состояний. Введем понятие эффективной вероятности $A_{eff} = M_{eff}A$ радиационного распада излучающих состояний атомов с переходом в основное состояние. Под величиной M_{eff} понимается фактор, учитывающий пленение резонансного излучения, A - вероятность спонтанного излучения. Рассмотрим два случая:

- а) Однократное поглощение падающего извне фотона (режим однократного рассеяния). Все характеристики газовой среды определяются индивидуальным, локализованным в конкретной пространственной точке x актом поглощения первичного фотона. Отсутствует пространственное перемещение излучающих атомов за счет переноса (пленения) излучения.
- б) Режим многократного рассеяния. Он реализуется в оптически плотных средах, $\chi_0 l \gg 1$, где χ_0 - коэффициент поглощения центральной частоты линии ($\nu = \nu_0$), а l - характерный размер поглощающей среды. При $A_{eff} \gg W$, где W - вероятность тушения возбуждения по всем другим (помимо резонансного перехода) возможным каналом излучения и процессов столкновительной дезактивации, распределение $N^*(x, \nu)$ формируется в результате многократного процесса рассеяния квантов света во всем объеме поглощающей среды.

Теоретическое рассмотрение вопросов, связанных с процессами поглощения и испускания света в условиях направленных атомных пучков (АП) значительно сложнее, чем в случае газонаполненной ячейки. В первую очередь это обусловлено спецификой распределения частиц пучка по скоростям. Для идеального (отсутствие составляющих скорости v по осям x и y : $v_x = v_y = 0, v_z \neq 0$) АП эффузионного типа при возбуждении монохроматическим лучом света частоты ν , составляющим угол Θ с осью z , вдоль которой двигаются частицы, существует однозначная связь между частотой падающего света и проекцией скорости движущегося атома на направление светового луча. Это приводит к селективному возбуждению ансамбля атомов, имеющих фиксированную скорость $v_z = v$, где $v = c(\nu - \nu_0)/(\nu_0 \cos \Theta)$. При учете естественной ширины линии ν_z оказывается распределенной около v в узком интервале скоростей. При $\Theta = \pi/2$ распределение по v_z оптически возбужденных атомов совпадает

с распределением нормальных и селекции по скоростям вследствие эффекта Доплера не происходит. При этом поглощение света происходит за счет естественного контура линии в узком спектральном интервале около центра линии шириной порядка естественной ширины. В реальном пучке, используемом в практике эксперимента, его расходимость приводит к отличию составляющих v_x и v_y от нуля. Существует удобный метод возбуждения поглощающей среды, обеспечивающий ее равномерное пространственное возбуждение, $N^*(x) = const$, при изотропном облучении исследуемого объема светом широкого спектрального состава в режиме переноса излучения. В этих условиях концентрация возбужденных частиц, входящая в выражение для определения константы скорости хемоионизации, надежно определяется с помощью традиционной оптической диагностики методом поглощения, а распределение возбужденных частиц по скоростям относительного движения оказывается максвелловским.

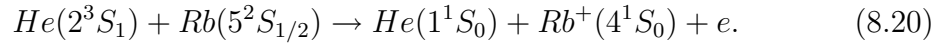
При температуре T источника пучка, равной температуре ячейки для быстрых столкновений в ячейке заметно выше, чем в пучках, пересекающихся под углом $\Theta < \pi/2$. Это можно интерпретировать как уменьшение "эффективной" температуры в пучках обоих типов по сравнению с температурой источника для пороговых реакций.

8.2.2 Методы анализа продуктов реакций

Селекция образующихся ионов по массам проводится с использованием квадрупольных и времяпролетных масс - спектрометров. Квадрупольные масс - спектрометры обладают высоким разрешением по массе, а времяпролетные - более высокой пороговой чувствительностью и возможностью временного анализа продуктов реакции с хорошим временным разрешением. Электроны, также образующиеся при хемоионизации возбужденных частиц, исследуются методами электронной спектроскопии (ЭС) с разрешением $\Delta \approx 2 \cdot 10^{-2}$ эВ, что позволяет наблюдать вращательно-колебательную структуру образующихся молекулярных ионов. ЭС - методы дают, таким образом, возможность добавочной селекции состояний образующихся молекулярных ионов дополнительно к методам масс - спектрометрии. Все эти методы используются как при исследованиях с квазиметастабильными (долгоживущими), так и с короткоживущими возбужденными атомами.

Спиновая ориентация атомов также влияет на эффективность иони-

зации Пеннинга. В качестве примера приведем известный случай ионизации при несимметричных столкновениях метастабильного атома гелия с невозбужденными атомами рубидия:



Суммарный электронный спин исходных состояний атомов $S_1 = 1/2; 1; 3/2$, суммарный спин конечных состояний $S_2 = 1/2$. Таким образом, по правилу Вигнера лишь $1/3$ всех столкновений может привести к ионизации. Выход заряженных продуктов реакции должен существенным образом возрасти при антипараллельной ориентации спинов сталкивающихся частиц, что и наблюдалось в эксперименте. Следует иметь в виду, что говорить о сохранении суммарного спина системы можно только в условиях выполнения $L - S$ - связи между орбитальным и спиновым моментами, когда спиновой момент является "хорошим" квантовым числом.

9. Процессы хемоионизации с участием ридберговских атомов

9.1 Столкновения возбужденного и нормального атомов

Рассмотрим основные особенности процессов (8.4), (8.5), оставаясь в рамках модели ДШМЯ (Думан, Шматов, Михайлов, Янев), развитой для расчета констант хемоионизации и спектра энергии образующихся при этом электронов. Пока относительная кинетическая энергия E сталкивающихся атомов сохраняется меньшей суммы энергии связи возбужденного электрона E_i^* и энергии вылетающего электрона ε , энергетически разрешен лишь канал (8.4). При больших значениях E на межъядерных расстояниях $R_x \ll R \ll R^{**}$ открывается канал прямой ионизации; здесь R^{**} и R_x - классические радиусы возбужденного и нормального атомов. На малых межъядерных расстояниях система описывается отталкивательным квазимолекулярным потенциалом $U_1(R)$, аналогичным ${}^2\Sigma_u^+$ - потенциальной кривой молекулярного иона H_2^+ , и потенциалом притяжения $U_2(R)$, соответствующим состоянию молекулярного иона водорода ${}^2\Sigma_g^+$. Ионизация происходит при переходе системы X_2^* с отталкивательного терма на терм притяжения с одновременной автоионизацией. Одно из следствий модели ДШМЯ в области сравнительно невысоких значений эффективных квантовых чисел $n_{eff} < 10$ - увеличение значений k с ростом n_{eff} , что отвечает случаю АИ с энергетическим порогом. Эта теория была развита после появления результатов первых систематических экспериментальных исследований АИ ридберговских атомов и сыграла заметную роль в становлении данного направления в атомной физике.

Рис. 9.1

Подпись к рисунку

Иллюстрация механизма хемоионизации ридберговских атомов по модели ДШМЯ

Рис. 9.2

Подпись к рисунку

Зависимость констант хемоионизации от значений эффективного квантового числа возбужденных состояний. 1 – $Li(T = 1100 \text{ K})$, 2 – $Na(T = 720 \text{ K})$, 3 – $Na(T = 600 \text{ K})$, 4 – $K(T = 660 \text{ K})$, 5 – $Cs(T = 500 \text{ K})$ (подробности в тексте), 6 – интервал значений $k(Na(n^2l) + Na(3^2S), l = 0, 1, 2, T = 1000 \text{ K})$, эффузионный одиночный пучок), 7 – расчет по модели захвата электрона в автоионизационное состояние отрицательного иона ($Na, T = 500 \text{ K}$), 8 – качественный ход зависимости $k(n_{eff})$ по модели рассеяния квазисвободного слабосвязанного электрона на атоме натрия; сплошная кривая – расчет по модели ДШМЯ (натрий, эффузионный пучок, $T = 700 \text{ K}$)

На рисунке 9.2 приведены данные для константы хемоионизации высоковозбужденных атомов для лития, натрия, калия, цезия по данным экспериментов в условиях одиночного эффузионного пучка: $Li, T = 1100 \text{ K}$; $Na, T = 720 \text{ K}$; пересекающихся пучков: $Na, T = 600 \text{ K}$; одиночного пучка атомов $K, T = 660 \text{ K}$; газовой ячейки: $Cs, T = 500 \text{ K}$. Значения соответствующих констант приведены в масштабе ka , где

$$a^{-1} = \sqrt{\frac{T_{Na}M_A}{T_AM_{Na}}}. \quad (9.1)$$

Здесь T_A – температура источника (ячейки) атомов A , T_{Na} – температура источника ($T = 720 \text{ K}$) эффузионного пучка натрия, M_A, M_{Na} – массы атомов исследуемого элемента и натрия соответственно. В случае процессов с малыми значениями параметра $\Delta U/T$ подобная процедура означает, что приводятся результаты при одной и той же средней относительной скорости частиц $\nu_{col} = 1,1 - 10^{-5} \text{ см}^3/\text{с}$. В рамках модели ДШМЯ для типичных условий эксперимента это выполняется, строго говоря, при $n \geq 15$. Пунктиром приведен относительный ход $k(n) \sim n^3$, следующий по модели Ферми, для высоковозбужденных состояний. Для $n > 10$ в измеряемый ионный сигнал дают вклад процессы АИ с нижних

уровней возбужденного атома, заселяемых радиационным каскадом. По оценкам этим эффектом можно пренебречь при $n_{eff} \leq 8$.

Дополнительный процесс, который может увеличивать выход реакции (8.4, 8.5) при $n \leq 20$ связан с переходом движения Ридберговского электрона в стохастический режим под действием квазимонохроматического поля, возникающего в процессе перезарядки валентного электрона атома A на ионе A^+ в процессе однократного атом - атомного столкновения. В результате нелинейной динамики движения Ридберговского электрона (РЭ) в системе возникает множество адиабатических резонансов между степенями свободы внешнего и внутреннего валентного электрона. В результате РЭ переходит в состояние блуждания (диффузии) по системе стохастических слоев - "стохастической паутине" в фазовом пространстве при однократном столкновении. В литературе понятие диффузии вводилось до этого. Так рассматривалась диффузия РЭ открывающая, дополнительные каналы ионизации в оптически возбужденных средах, в результате многократных атом-атомных столкновений. Подобный механизм начинает работать при плотности частиц $N_0 \geq 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ для возбужденных состояний со значениями главного квантового числа $n \geq 25 \div 30$, т.е. при плотностях частиц на несколько порядков превышающих плотность атомных пучков, используемых в современном эксперименте. Попытка учесть множественность пересечений исходного квазимолекулярного терма, до его перехода в автоионизационный континуум в рамках традиционных подходов, основанных на индивидуальном рассмотрении каждого пересечения в отдельности, вряд ли возможна. В то же время изменение энергии $\delta\epsilon$ РЭ в каждом из актов пересечения термов $\delta\epsilon = 1/n^3$ при изменении энергии за весь акт соударения порядка величины энергии связи РЭ $\epsilon_0 = 1/2n^2$ (в атомной системе единиц), т.е. $\delta\epsilon/\epsilon_0 \sim 1/n \ll 1$. Это дает основание говорить о возможности использования диффузионного подхода в процессе хемоионизации ВВА.

Рис. 9.3

Подпись к рисунку 9.3

Качественная картина пересечения ковалентных и ионного термов в "диффузионной" модели АИ

При этом имеется ввиду диффузия по энергетическим состояниям РЭ в одном акте столкновения в отличие от "традиционной диффузии" при многократных столкновениях частиц. Для развития стохастической неустойчивости интенсивность возмущения должна превышать некую "критиче-

скую "величину, которая может быть оценена с помощью критерия "перекрытия резонансов". Критерий Чирикова в этом случае позволяет выделить область стохастичности в пространстве квантовых чисел возбужденных состояний, лежащих выше граничного значения $n = N_{min}$.

9.2 Парные столкновения высоковозбужденных атомов

Расчеты сечений процессов (8.7) - (8.9), проведенные для атома водорода, приводят к значениям $10^{-12} - 10^{-11}$ см² для $n_{eff} = 10 - 20$ и их максимальным значениям для n_{eff} , при которых средняя кинетическая скорость высоковозбужденного электрона сравнима со скоростью атом - атомных столкновений. Суммарная энергия двух ВВА, так же как и в рассмотренном выше случае столкновений двух метастабильных атомов инертных газов, существенно превышает энергию ионизации индивидуального атома.

Рис. 9.4

Подпись к рисунку 9.4

Схематическая картина квазипересечения термов, отвечающая случаю столкновений двух высоковозбужденных атомов рубидия

При этом между исходным термом квазимолекулы и первым ионизационным потенциалом атома может находиться ряд промежуточных автоионизационных состояний, которые непосредственно проявляются в выходном канале. Как правило, в довольно ограниченном числе публикаций, посвященных таким процессам, выводы количественного характера приводятся лишь для какого-либо одного из возможных каналов ионизации: ассоциативная ионизация; ионизация с образованием атомарного иона; образование пары из положительного и отрицательного ионов.

9.3 Образование пары из положительного и отрицательного ионов

Из энергетических соображений следует, что при увеличении n ($1/2n^2 < EA$), процесс образования ионной пары (8.6) может идти лишь с привлечением третьего терма, имеющего пересечения с исходным ковалентным

и ионным термами, аналогично АИ в случае возбужденного атома гелия (см. Рис. ?????).

Рис. 9.5

Подпись к рисунку 9.5

Схема термов электронно - возбужденной молекулы и кулоновского терма пары $X^+ + X^-$

Рис. 9.6

Подпись к рисунку 9.6

Диабатические потенциальные кривые молекулы He_2^* , образующейся при $He(n^3P, ^3D), He$ - столкновениях. Состояния, показанные на рисунке, дают максимальный вклад в АИ при первичном возбуждении $He(5^3P)$ - состояния

Исходное возбужденное состояние	$k, 10^{-13} \text{см}^3/\text{с}$ Расчет по модели Ландау-Зинера	$k, 10^{-13} \text{см}^3/\text{с}$ Эксперимент
5^2D	0,075	$0,11 \pm 0,05$
7^2S	0,78	$1,0 \pm 0,5$
7^2P	0,002	3
6^2D	0	11 ± 3
8^2S	0	3,9

Таблица 9.1

Константы скорости процесса образования пары из положительного и отрицательного ионов для атома рубидия

В табл. 9.2 приведены результаты по константам и сечениям процессов ионизации при столкновениях $4^2D_{5/2}(E_i^* = 0,86 \text{ эВ})$ и $5^2S_{1/2}(E_i^* = 1,02 \text{ эВ})$ возбужденных атомов натрия с галогеносодержащими молекулами при температуре источника пучка щелочных атомов $T = 600 \text{ К}$. Результаты работ по измерению сечений экзотермических реакций ионизации 4^2S возбужденных атомов лития при столкновениях с молекулами приводят к меньшим значениям сечений: $NO_2(\sigma = 2 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2), Cl_2(\sigma =$

$2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$), $F_2(\sigma = 2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2)$. Величина эффективного сечения образования ионной пары зависит от степени колебательного возбуждения галогеносодержащих молекул при столкновениях с быстрыми щелочными атомами.

Атом, молекула	k , $10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$	σ 10^{-10} см^2	Образующиеся отрицательные ионы
1. $Na(4^2D), SF_6$	$2,8 \pm 0,8$	$1,6^{*)}$ 4,6	SF_6^-
2. $Na(4^2D), CH_3Br$	$0,35 \pm 0,1$	8,4 3,5	Br^-
3. $Na(4^2D), CCl_2F_2$	$0,54 \pm 0,2$	2,8	$23\%Cl_2^- + 77\%Cl^-$ или F_2^-
4. $Na(4^2D), C_6F_6$	$0,08 \pm 0,03$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$C_6F_6^-$
5. $Na(4^2D), C_6F_5H$	$0,18 \pm 0,06$	$2,7 \cdot 10^{-4}$	-
6. $Na(4^2D), CH_3I$	$2,1 \pm 0,6$	-	I^-
7. $Na(5^2S), O_2$	$0,13 \pm 0,04$	-	O_2^-
8. $Na(5^2S), SF_6$	$0,16 \pm 0,05$	-	SF_6^-

^{*)} Реакции 1-4,7 эндотермичны, поэтому величина σ зависит от использованных при обработке измеряемых констант реакций значений EA

Таблица 9.2

Параметры процесса хемоионизации при тепловых столкновениях $4^2D_{5/2}$, $5^2S_{1/2}$ возбужденных атомов натрия с галогеносодержащими молекулами, $T = 600 \text{ К}$

Из анализа сечений ионизации ВВА при их столкновениях с дипольными молекулами $H_2O, NH_3, SO_2, C_2H_5OH, CH_3NO_2$, следует что при $n > 30$ значения соответствующих констант стремятся к своему асимптотическому пределу ($10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$, H_2O, NH_3). Из рассмотрения известных литературных данных о константах хемоионизации в тепловых столкновениях следует, что их величины для беспороговых реакций достигают значений $10^{-6} - 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$. Они являются эффективным каналом ионизации возбужденных атомов, что открывает определенные перспективы их практического использования.

9.4 Хемоионизация в современных приложениях физики и химии низкотемпературной плазмы

Рассмотренные выше процессы ионизации при тепловых столкновениях тяжелых частиц приводят к изменению баланса заряженных частиц в низкотемпературной плазме с ионизационной или рекомбинационной неравновесностью. Даже из простых качественных соображений следует, что наибольшее влияние процессов хемоионизации на кинетику ионизации следует ожидать в случаях щелочных атомов или атомов со сходной структурой термов возбужденных состояний. Для таких систем со сравнительно равномерной последовательностью уровней энергии возбуждение на резонансный уровень еще не означает, что возбужденный электрон сразу же переходит в континуум - "узкое место" в этих случаях, как правило, расположено выше и наличие эффективного стока по каналу хемоионизации с нижних уровней может существенно влиять на суммарную скорость ионизации. Наоборот, у атомов инертных газов скорость ионизации практически всегда лимитирована скоростью возбуждения нижних состояний с их последующей немедленной ионизацией в электронно - атомных соударениях. Ранее было принято считать, что в низкотемпературной плазме хемоионизация играет существенную роль лишь на начальных этапах развития ионизации: при пробое газов, в ударных волнах и т.п. Процессы диссоциативной рекомбинации уменьшают роль хемоионизации в кинетике ионизации. Однако существует ситуация, когда хемоионизация (по каналу образования молекулярного иона) не сопровождается обратным процессом рекомбинации; так, при температуре нормальной компоненты щелочной плазмы $T \geq 1000$ К эффективно происходит термическая диссоциация молекулярных ионов и их роль в кинетике рекомбинации уменьшается.

Процессы хемоионизации, эффективно идущие при тепловых столкновениях атомов и молекул, происходят в основном за счет внутренней энергии возбуждения. Таким образом, в низкотемпературной плазме, где потенциальная энергия, запасенная в возбужденных состояниях, на несколько порядков превосходит энергию электронного газа, роль хемоионизации может быть весьма значительна. Наиболее яркими примерами тому могут служить плазма при криогенных температурах, плазма послесвечения, фотоплазмы. В последнее время реакции хемоионизации

предлагается использовать в ряде нетрадиционных приложений физики плазмы. Так, фотопроеесс хемоионизации атомов примеси может рассматриваться как альтернатива процессу фотоионизации в качестве эффективного механизма образования первичных заряженных частиц на стадии предыонизации разряда повышенного давления в молекулярных газах. Сюда же относятся и предложения по разработке методов детектирования колебательно - возбужденных молекул, лазерного разделения изотопов , лазерной оптогальванической спектроскопии на основе процессов хемоионизации. Кратко приведем конкретные примеры, характеризующие роль процессов хемоионизации в кинетике неравновесной низкотемпературной плазмы.

1. Плазма с ионизационной неравновесностью:

- существенный вклад в ионизацию реакций хемоионизации в достаточно широкой области параметров щелочной плазмы термоэмиссионных преобразователей энергии,
- образование инверсной населенности в разрядах в смесях инертных газов с парами металлов.

2. Плазма с рекомбинационной неравновесностью:

- влияние процессов хемоионизации на скорость изменения концентрации и температуры электронов в послесвечении слабоионизованной плазмы инертных газов,
- обогащение функции распределения электронов по энергиям быстрыми электронами в плазме послесвечения, обусловленное этим увеличение роли ступенчатых процессов в заселении возбужденных состояний и, как следствие, возможность изменения самого характера неравновесности,
- образование аномального пристеночного скачка потенциала за счет быстрых электронов инициированных процессом хемоионизации в бестолковой плазме,
- очистка нижних лазерных уровней за счет процесса ионизации примеси по каналу хемоионизации.

Последние достижения в технике управления свойствами атомов в пучках, развитие систем лазерного охлаждения и удержания холодных

ионов и нейтральных атомов позволили начать эксперименты по исследованию процессов хемоионизации с энергиями относительного движения частиц, соответствующими температуре от десятков градусов Кельвина до милликельвинов и ниже. Результаты этих первых экспериментов, выполненных с участием "холодных" атомов, демонстрируют большие перспективы, открывающиеся для физики столкновений в субтепловом диапазоне энергии.

10. Процессы рекомбинации, приводящие к заселению возбужденных состояний

Рекомбинация, приводящая к взаимной нейтрализации заряженных частиц в плазме, - процесс, обратный ионизации. Используя данные о сечениях ионизации, по принципу детального равновесия можно рассчитать сечения соответствующих рекомбинационных процессов. Следует иметь в виду, что полученные таким образом значения сечений элементарных процессов рекомбинации полностью определяют эффективность рекомбинационного канала деионизации плазмы только для двухуровневой модели атома: нейтральная частица - ион. Прямые и обратные процессы ионизации и рекомбинации в случае реального атома идут через промежуточные возбужденные уровни, связанные с основным состоянием и ионизационным континуумом, каналами радиационного распада и переходами при электронно - атомных соударениях. Для возбужденного атома, образовавшегося в условиях низкотемпературной плазмы в процессе рекомбинации, - такой тип рекомбинации, как правило, преобладает над рекомбинацией в основное состояние, - существуют две возможности: перейти в основное состояние за счет излучения или электронного удара и перейти в континуум при столкновениях с электронами. Как следствие, в дискретной системе энергетических термов возбужденного атома можно выделить группу нижних состояний, находящихся в равновесии с основным, и группу (блок) верхних, находящихся в равновесии с континуумом. Уровень, группа уровней энергии, разделяющих эти два блока состояний, носит название <узкого места>. Такая модель возбужденного атома, впервые введенная Бейтсом, широко используется в задачах плазменной кинетики. Положение <узкого места> по шкале

энергии возбуждения определяется конкуренцией радиационных и ударных (диффузионных) процессов. Отсюда и происхождение известного термина: <ударно - радиационная рекомбинация>. Положение узкого места можно оценить из соотношения $\Delta E_{n,n-1} \approx kT_e$, где ΔE - расстояние между уровнями со значениями главного квантового числа n . В приближении водородоподобного атома $\Delta E = 1/n^3$, $X_n^* = 1/2n^2$, X_n^* - энергия связи валентного электрона, все в атомной системе единиц. Отсюда $X_n^* \approx T_e^{3/2}/2$. В литературе можно встретить иное выражение для X_n^* :

$$X_n^* = \frac{kT_e}{2} \left[\frac{2I}{kT_e} \right]^{1/3},$$

где I - потенциал ионизации атома. Нетрудно видеть, что в этом случае $X_n^* \sim T_e^{2/3}$.

Кинетика рекомбинации и ионизации в неравновесной низкотемпературной плазме в значительной степени определяется всем комплексом столкновительных и радиационных процессов, т. е. в конечном итоге распределением частиц по возбужденным состояниям и электронными параметрами плазмы. Наиболее употребительной в плазменной кинетике характеристикой рекомбинационного процесса служит коэффициент рекомбинации a_{rec} , который определяется как скорость уменьшения плотности зарядов в единице объема за единицу времени, деленную на произведение концентраций заряженных частиц:

$$a_{rec} = \frac{1}{N_e^i N^+} \frac{dN_e}{dt}, \quad (10.1)$$

где N_e^i и N^+ - концентрации разноименно заряженных частиц, здесь электронов и положительных ионов; значения индекса в показателе степени $i = 1$ соответствуют двухчастичной, $i = 2$ - трехчастичной рекомбинации; в первом случае размерность коэффициента рекомбинации a_{rec} - см³/с; во втором - см⁶/с. Выполнимость соотношения (10.1) предполагает отсутствие как источников ионизации, так и дополнительных (диффузионных) каналов гибели заряженных частиц. Коэффициент рекомбинации является сверткой сечения рекомбинации с распределением рекомбинирующих частиц по относительной скорости $a_{rec} = \langle \sigma(v)v \rangle$. Предельным случаем ударно - радиационной рекомбинации в области невысоких электронных концентраций служит радиационная рекомби-

нация, обратная процессу фотоионизации. В области повышенных электронных концентраций работает другой предельный механизм рекомбинации - ударная рекомбинация, когда переходы по возбужденным состояниям как вверх, так и вниз осуществляются целиком за счет соударений с электронами.

10.1 Рекомбинация с излучением – радиационная рекомбинация

Сечение фотоионизации с отдельного уровня и сечение рекомбинации на этот же уровень связаны между собой соотношением:

$$\sigma_{rec}(\varepsilon, n) = \frac{n^2 (h\nu)^2}{mc^2 \varepsilon} \sigma_{ph}(n, \varepsilon). \quad (10.2)$$

Случай водородоподобного атома, вырождение по орбитальному квантовому числу l (приближение Крамерса). Здесь ε - энергия свободного электрона, $h\nu$ - энергия квантов света. В отличие от атома водорода радиационная рекомбинация атомов приводит к заселению возбужденных состояний. Температурная зависимость полного коэффициента рекомбинации с заселением всех возможных состояний атома $a_{rec} \sim T_e^{0,7}$ в водородном приближении. Характерный порядок коэффициента радиационной рекомбинации при комнатной температуре $10^{-11} - 10^{-12}$ см³/с. Радиационная рекомбинация начинает преобладать по сравнению с трехчастичной рекомбинацией при $10^4 T_e^{9/2} / N_e > 1$, где T_e выражена в электронвольтах.

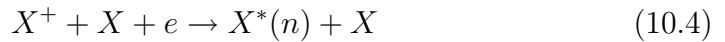
10.2 Трехчастичная рекомбинация (ион + 2 электрона)

Для оценок значений коэффициента a_{rec} тройной рекомбинации по Томпсону удобно использовать простое выражение,

$$a_{rec} = 5,4 \cdot 10^{-27} T_e^{-9/2}, \quad (10.3)$$

из которого следует, что процесс идет наиболее эффективно при криогенных температурах. В типичных условиях низкотемпературной плаз-

мы ($10^{15} \geq N_e \geq 10^{12} \text{ см}^{-3}$) при расчетах a следует учитывать весь комплекс радиационно - столкновительных процессов. В этом случае эффективный коэффициент тройной рекомбинации существенным образом должен зависеть от N_0, N_e, T_e . При концентрации плазменных электронов $N_e > 10^{15} \text{ см}^{-3}$ радиационные переходы не играют заметной роли, и реализуется случай чисто столкновительной кинетики. Отметим интересную особенность процесса тройной рекомбинации в этих условиях: эффективный коэффициент трехчастичной рекомбинации для различных атомарных ионов (K^+, H^+, N^+) при $T_e < 3 \cdot 10^3 \text{ К}$ близки друг к другу, $a_{rec} \cong 10^{-22} \text{ см}^6/\text{с}$. Это объясняется тем обстоятельством, что при невысоких электронных температурах положение <узкого места>, определяющего эффективность, рекомбинации, соответствует высоковозбужденным водородоподобным состояниям, характеристики которых у всех атомов сходны между собой. С увеличением T_e на значениях a_{rec} начинают сказываться различия в индивидуальных характеристиках атомов, поскольку <узкое место> перемещается в область нижних возбужденных состояний. В этом плане щелочные атомы отличаются от атомов инертных газов более равномерным распределением возбужденных состояний по шкале энергии. Данные численных расчетов эффективного коэффициента трехчастичной рекомбинации в цезиевой плазме с точностью до коэффициента 2 согласуются с результатами более позднего расчета по методу модифицированного диффузионного приближения. Расхождение с экспериментом в обоих случаях не превосходит трех раз. Расчеты проводились для случая полного пленения резонансного излучения. В плазме с невысокой степенью ионизации могут проявляться процессы тройной рекомбинации, когда в качестве третьей частицы выступает атом:



При невысоких температурах электронов, когда $T_e < E_i^*$, - потенциала ионизации возбужденного атома X^* :

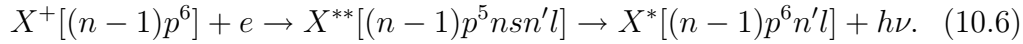
$$a_{rec} \sim (T_a T_e)^{-0,5}, \quad (10.5)$$

где T_a - температура нормальных атомов. Подобная зависимость $a_{rec}(T)$ обусловлена спецификой сечения экзотермической реакции при столкновении электрона и положительно заряженного комплекса X_2^+ , образующегося на промежуточной стадии процесса. Значения коэффициен-

тов элементарного процесса трехчастичной рекомбинации (10.4) в цезиевой плазме при $T_e = 3000$ К, $T_a = 300$ К с образованием атомов в возбужденных $9^2P \div 12^2P$ - состояниях составляют соответственно 5, 4; 3, 0; 2, 2; $1, 7 \cdot 10^{-27}$ см⁶/с.

10.3 Диэлектронная рекомбинация

По данным, полученным в условиях пересекающегося ионного и электронного пучков, возможно наблюдение линий ВУФ-спектра, обусловленных захватом электрона ионом с одновременным возбуждением p^6 - электрона (K^+ , Rb^+ , Cs^+):



Этот процесс диэлектронной рекомбинации носит узкоизбирательный (по промежуточным АИС) характер, а значения a_{rec} могут достигать значений порядка 10^{-8} см³/с. В последних экспериментах по исследованию диэлектронной рекомбинации также с применением техники пересекающихся пучков ионов и электронов было показано, что зависимость $a_{rec}(E)$ имеет резонансный характер. Так, в случае ионов кальция $\sigma_{rec}^{max} = 10^{-17}$ см², $E = 3,1$ эВ.

10.4 Рекомбинация при столкновениях положительного и отрицательного ионов



Максимальные значения коэффициента рекомбинации при температуре порядка 300 К достигают 10^{-7} см³/с ($a_{rec} \sim T_a^{-0.5}$). Ионно-ионная рекомбинация с участием положительного иона щелочного атома ($Na^+ + H^-$) лежит в основе механизма генерации в ионизационно - неравновесной плазме импульсного разряда в смеси $Na + Ne + H_2$. Основным процессом образования ионов H^- в этом случае является диссоциативное прилипание электронов к колебательно - возбужденным молекулам [15].

Этот лазер интересен тем, что рекомбинационный характер неравновесности реализуется в активной стадии протекания импульса тока. Анализ, проведенный в рамках Ландау - Зинеровского механизма перехода И.В.Комаровым и др., рассчитавшими положение энергетического уровня атома X^* , образующегося по реакции (10.7) двойным столкновением, показал, что в общем случае не происходит преимущественного заселения возбужденных состояний X^* с дефектом энергии реакции, равным нулю. Процессы ионно - ионной рекомбинации хорошо поддаются расчету, полученный результат хорошо согласуется с данными Бейтса и Бонда о сечениях ионно - ионной рекомбинации H^- - с положительными ионами Li^+, Na^+, K^+ . Максимальный коэффициент рекомбинации для пары Na^+, H^- $a_{rec} = 2.2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ соответствует образованию атома натрия в возбужденном 4^2S - состоянии, которое и является верхним уровнем генерации на длине волны $\lambda = 1140 - 1138 \text{ нм}$. Коэффициент рекомбинации с образованием атома натрия в соседних возбужденных 3^2D - и 4^2P - состояниях соответственно $3 \cdot 10^{-8}$ и $10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$. Остальные каналы ионно - ионной рекомбинации для пары $Na^+ + H^-$ намного менее эффективны.

10.5 Диссоциативная рекомбинация электрона и молекулярного иона



В этом случае электрон, взаимодействующий с молекулярным ионом, захватывается в автоионизационное состояние отталкивательного терма квазимолекулы AB^* . Если время жизни AB^* больше времени движения ядер в итоге образуются стабильные A^*, B частицы. Диссоциативная рекомбинация - сложный процесс, поскольку число автоионизационных состояний ($A^* + B$) системы очень велико, а рекомбинирующий молекулярный ион может находиться в различных колебательных состояниях. Наиболее простая модель приводит к следующему выражению для коэффициента диссоциативной рекомбинации:

$$\alpha \approx 5 \frac{R_0 e^2}{\sqrt{m_e T}}, \quad (10.9)$$

где R_0 - характерный размер молекулярного иона, m_e - масса электрона. Поэтому основная задача, стоящая в настоящее время в этой области исследований, - измерение парциальных коэффициентов рекомбинации, приводящих к селективному заселению отдельных возбужденных состояний, в зависимости от начальных колебательно - возбужденных состояний молекулярного иона. Подобные работы становятся возможными при использовании современной экспериментальной техники ионных ловушек и догоняющих пучков. Хотя с принципиальной стороны не существует препятствий для последовательного квантовомеханического расчета a_{rec} ; из-за незнания таких деталей процесса, как вид потенциальных кривых в точке пересечения ионного и квазимолекулярного термов и т. п., возможности теории в настоящее время ограничены. Результаты экспериментальных исследований существенным образом зависят от конкретных условий эксперимента. В табл. 10.1 приведены значения a_{rec} для цезия, полученных после 1965 г.

$a_{rec}, \text{см}^3/\text{с}$	T_e, K	$p_{Cs}, \text{мм.рт.ст.}$	Условия эксперимента
$(2, 5 \pm 0, 8) \cdot 10^{-8}$	1400	-	Рекомбинация ионного пучка в облаке электронного газа, $N_e = 10^{11} \text{ см}^3$
$3 \cdot 10^{-7} - 2 \cdot 10^{-6}$ $4 \cdot 10^{-8}$	750 2000	0,45 - 3 0,1	Плазма послесвечения Распадающаяся фотоплазма в смеси $Hg + Cs$, $N_e = 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^3$
$3 \cdot 10^{-7}$	1000	0,2	Распадающаяся фотоплазма в парах Cs , $N_e = 10^{12} \text{ см}^3$

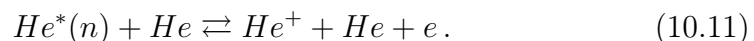
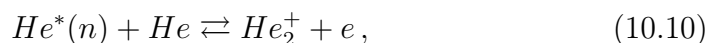
Таблица 10.1 Значения коэффициентов диссоциативной рекомбинации иона Cs_2^+

В низкотемпературной щелочной плазме процессы трехчастичной конверсии атомарных ионов в молекулярные, эффективно идущие при $p \geq 10^{-2}$ мм.рт.ст., приводят к заселению верхних колебательных состояний молекулярного иона. Поскольку в молекуле $V - T$ - релаксация менее

эффективна по сравнению с $V - V$ - релаксацией, образующийся молекулярный ион может иметь температуру колебательного возбуждения, отличную от температуры атомов. Несмотря на большой разброс данных в таблице 10.1, можно с заметной долей уверенности считать, что значения коэффициента диссоциативной рекомбинации в цезии при $T_e \cong 0.1$ эВ лежат в диапазоне $10^{-7} - 10^{-8}$ см³/с. Эти значения a_{rec} имеют смысл эффективных констант и в значительной степени определяются плазменными параметрами. Поэтому представляет особый интерес расчеты a_{rec} по принципу детального равновесия с использованием данных о константе обратного процесса - ассоциативной ионизации. Такой подход дает возможность оценить парциальные значения a_{rec} на отдельные возбужденные состояния щелочного атома. Проведенная такого рода оценка привела к значениям коэффициента рекомбинации с заселением 6^2P - и 7^2D - состояний атома цезия $6 \cdot 10^{-8}$ и $6 \cdot 10^{-9}$ см³/с соответственно. Из всех щелочных атомов значения коэффициентов диссоциативной рекомбинации на резонансные уровни максимальны для цезия.

Из всего сказанного выше следует, что существует заметное разнообразие рекомбинационных процессов, каждый из которых занимает свою нишу в физике низкотемпературной плазмы. Заметим, что понятие "рекомбинации" при столкновениях заряженных частиц противоположного знака подразумевает образование атомной (молекулярной) частицы в основном т.е. невозбужденном состоянии.

Процессы рекомбинации служат эффективным каналом создания возбужденных частиц на промежуточных стадиях процессов. Например, в низкотемпературной слабоионизованной плазме в обогащенных гелием атмосферах карликовых звезд и фотосфере солнца. В первом случае прямому процессу хемоионизации соответствует обратные ему процессы рекомбинации:



Канал (10.10) отвечает случаю ассоциативной ионизации диссоциативной рекомбинации. Канал (10.11) – случаю ионизации пеннинговского типа и трехчастичной рекомбинации. Вклад реакций (10.10), (10.11) в баланс ионизационно - рекомбинационных процессов уменьшается при увеличении температуры. Так, в случае белых карликов их вклад уменьшается от 100 для $T = 12000$ К и 10 для $T = 16000$ К до 0,1 ($T = 20000$ К)

и $0,01(T = 24000 \text{ K})$. Выше приведены отношения интенсивности каналов (10.10), (10.11) по отношению каналам электрон – возбужденный (Ридберговский) атом столкновительной ионизации и электрон – электрон – ионной рекомбинации:

$$He^*(n) + e \rightleftharpoons He^+ + e + e, \quad (10.12)$$

и электрон - ионной фоторекомбинации:

$$He^+ + e \rightleftharpoons He^*(n) + h\nu. \quad (10.13)$$

Реакция (10.13) приводит к заселению основного и нижних возбужденных состояний атома. Этот процесс может превалировать в температурном диапазоне $12000 \text{ K} \leq T \leq 30000 \text{ K}$. В случае атома водорода практически 100% полного фоторекомбинационного потока приводит к заселению возбужденных состояний с $1 \leq n \leq 7$ ($T = 3500 \text{ K}$), 80% при $T = 1150 \text{ K}$ и 68% при $T = 350 \text{ K}$. В фотосфере солнца процессы хеорекомбинации молекулярных ионов водорода играют заметную роль в широком диапазоне температуры фотосферы с минимумом $T \approx 4000 \text{ K}$. Известны аналогии между процессами в космической плазме и плазме земных лабораторных установок, например, процессами в плазме атмосфер остывающих белых карликов и лазерно - индуцированной водородной плазме. В широком диапазоне параметров слабоионизованной лабораторной плазмы щелочных металлов процессы ассоциативной ионизации (10.10) вносят основной вклад в ионизацию.

11. Плазма положительного столба тлеющего разряда

11.1 Общие свойства газовых разрядов постоянного тока

Газовым разрядом называется процесс протекания электрического тока через ионизованный газ, а также любой процесс возникновения ионизации и приобретения газом свойства электропроводности под действием приложенного электрического поля. Специфика газовых разрядов, особенно разрядов при низких давлениях, связана с двумя основными факторами, общими практически для всех типов разрядов. По самой своей сущности все газовые разряды представляют собой неравновесные открытые системы, которые существуют только благодаря подводу энергии от внешнего источника. Неравновесность создается, в первую очередь, вследствие самого протекания электрического тока через газ. Этот разрядный ток переносится преимущественно электронами в силу их высокой подвижности. Трение электронов о тяжелые частицы - ионы и нейтральные молекулы - приводит к выделению джоулевой теплоты в электронной подсистеме, т.е. к разогреву электронного газа. Для возникновения в газе тока проводимости, т.е. направленного движения зарядов, необходимо электрическое поле и появление свободных электронов и ионов. Если образование новых носителей заряда недостаточно для восполнения их гибели в объеме или ухода на границы, то для поддержания тока в газе необходим внешний источник ионизации. Такой ток и разряд в этом случае называют *несамостоятельным*, поскольку устранение внешнего источника приводит к его исчезновению.

Если на электродах, разделенных разрядным промежутком, создать

постоянную разность потенциалов U , то при ее малом значении протекающий ток сначала пропорционален этой разности, а затем, когда практически все создаваемые внешним ионизатором заряженные частицы выносятся на электроды, достигает насыщения. Дальнейший рост в довольно широких пределах напряжения на разрядном промежутке не сопровождается изменением тока. Когда постоянное напряжение достигает критического значения: $U = U_t$, происходит пробой газового промежутка. Критерий пробоя в постоянном поле был получен впервые Дж.Таунсендом. Соответствующая вольт-амперная зависимость показана на рисунке 11.1.

Рис. 11.1

подпись к рисунку 11.1

Вольтамперная характеристика самостоятельного разряда между плоскими электродами

Протекание тока при пробое оказывается возможным даже и в отсутствие внешнего ионизатора - возникает *самостоятельный разряд*. Внешние затравочные электроны необходимы только для пробоя. В таких разрядах, в которых сама проводимость газа возникает только в присутствии электрического поля, роль поля более существенна - оно создает саму проводящую среду, обеспечивая тем самым протекание электрического тока. Поэтому электронная компонента играет определяющую роль в газовых разрядах: свободные электроны не только переносят ток (как в обычном проводнике), но и обеспечивают за счет ударной ионизации саму возможность его протекания. Концентрации заряженных частиц в самостоятельном разряде обычно сильно искажают внешнее поле - основную часть разрядного промежутка, как правило, занимает квазинейтральная плазма, т.е. среда с одинаковыми плотностями (концентрациями) заряженных частиц (подробнее см [2,8]). За время своей жизни каждый электрон в самостоятельном разряде должен претерпеть одно ионизирующее столкновение. Так как вероятность ионизации обычно невелика, то число столкновений других типов (в первую очередь - упругих), которые совершает электрон за время жизни, оказывается значительным - самостоятельный разряд всегда представляет собой систему, в которой определяющую роль играют столкновения. Для поддержания самостоятельного разряда необходимо, чтобы скорость ионизации удовлетворяла условию стационарности - за время жизни электрон должен успеть произвести в среднем ровно один акт ионизации. Так как все основные свойства разрядов определяются процессами столкновений, то

естественными масштабами длины являются длина свободного пробега, а энергии - потенциалы возбуждения уровней. Поэтому размер разрядного промежутка обычно характеризуется параметром $R \cdot p$, (отношением размера промежутка к длине свободного пробега $\lambda \sim 1/p$), а напряженность электрического поля параметром E/p (энергией, набираемой на длине пробега $\varepsilon \sim E\lambda$).

Рис. 11.2

подпись к рисунку 11.2

Вид вольтамперных характеристик газовых разрядов различных типов

Самоподдерживающийся электрический разряд в газе с холодными электродами при определяющей роли электрического поля объемных зарядов называется тлеющим разрядом постоянного тока. Место тлеющего разряда среди других можно представить с помощью рисунка 11.2, на котором приведены вольтамперные характеристики (ВАХ) для различных газовых разрядов. Участок ВС называется *темным таунсендовским разрядом*. Потенциал между электродами сохраняется постоянным до точки С, начиная с которой напряжение падает из-за искажения внешнего поля объемными (пространственными) зарядами. Участок CD является переходным, и в нижней части соответствует *поднормальному разряду*. При дальнейшем увеличении тока, формируется так называемый *нормальный тлеющий разряд*, ВАХ которого, так же как и для таунсендовского, представляет собой прямую DE, параллельную оси тока в широком диапазоне его изменения (иногда до нескольких порядков). В нормальном тлеющем разряде только часть поверхности катода покрыта разрядом, так что при изменении тока плотность его на катоде остается постоянной. Когда на катоде не остается свободного места, возникает *аномальный тлеющий разряд* (участок EF) с возрастающей ВАХ и соответственно плотностью тока на катоде. При дальнейшем увеличении тока (участок FG) разряд переходит к *дуге* (точка G), при этом ток на катоде резко стягивается в пятно, и напряжение резко падает.

Характерная структура тлеющего разряда между двумя электродами состоит из визуально наблюдаемых чередующихся темных и светлых областей. Наблюдать эту картину проще при низких давлениях. Поскольку все процессы определяются столкновениями, то в тлеющих разрядах неплохо выполняется правило подобия $pL = const$ (p - давление, L - расстояние между электродами). К катоду прилегает очень

узкое астоново темное пространство. Затем следует тонкий слой катодного свечения, после которого идет темное катодное пространство, также называемое круковым темным пространством. В этой области свечение газа слабее, а напряженность электрического поля выше, чем в других частях разряда. Далее от него резко отделена область отрицательного свечения (negative glow), которое затухает в направлении анода и переходит в темное фарадеево пространство (Faraday dark space). Как показывают последние исследования, в области отрицательного свечения можно выделить две характерные точки: точку максимума концентрации заряженных частиц и точку, соответствующую "отсечке" ионного тока в направлении катода из-за наличия отрицательного потенциала в зоне отрицательного свечения. За ним начинается светящийся положительный столб (positive column), который светится однородно или имеет слоистую структуру, в виде неподвижных или движущихся вдоль оси разряда светящихся слоев, называемых стратами. Вблизи анода имеется сравнительно узкое анодное темное пространство и у поверхности анода видна узкая пленка анодного свечения. Квазинейтральная плазма занимает области положительного столба, фарадеево темное пространство, часть областей отрицательного свечения и анодной области. К катоду, аноду и к боковым стенкам трубки прилегают слои объемного заряда, в которых доминируют заряженные частицы одного знака (обычно ионы).

При изменении положения электродов в пространстве, в частности при их сближении, сокращается длина положительного столба, т.е. он не является существенной частью разряда. Напротив, катодные и анодные части перемещаются вместе с катодом, не изменяя своей структуры. Если расположенный несимметрично катод в трубке поворачивать, то вместе с ним поворачиваются и все катодные части, сохраняя неизменным свое положение относительно поверхности катода. При сближении электродов после исчезновения положительного столба сначала укорачивается длина фарадеева темного пространства, затем отрицательного свечения, причем положение резкой границы этого свечения со стороны катода остается неизменным. Когда не остается места и для этого края отрицательного свечения, разряд гаснет. Для поддержания разряда, называемого в этом случае *затрудненным* (или *высоковольтным*), надо повышать напряжение.

Таким образом, к прикатодной области, ответственной за обеспечение самостоятельного разряда и без которой он не может существовать, относятся все упомянутые выше зоны до положительного столба (или

анода при его отсутствии в коротком разряде).

Сильное электрическое поле у катода почти линейно спадает до малого значения у границы с отрицательным свечением. Эта зона ионного объемного заряда, в которой электроны практически отсутствуют, называется *катодным слоем*. Поле в *прианодном слое* значительно меньше. Весь остальной объем разряда занимает квазинейтральная среда - плазма, напряженность поля в которой еще меньше. Электрическое поле однородно в положительном столбе (в отсутствие страт), его напряженность уменьшается в области отрицательного свечения и даже может менять там знак. Знак поля в прианодном слое по отношению к прилегающей плазме также может быть различен.

Классическим прибором для получения и исследования тлеющего разряда служит разрядная трубка, представляющая собой стеклянный цилиндр, характерный радиус которого $R = (0.5 - 5)$ см, а длина $L = (10 - 100)$ см с металлическими электродами - катодом и анодом. Для типичных давлений рабочих газов $p = (10^{-2} - 10^2)$ мм.рт.ст. характерны напряжения на электродах $U = (10^2 - 10^3)$ В и токи $i = (10^{-4} - 1)$ А.

Тлеющий разряд всегда привлекал внимание исследователей как богатством различных явлений и процессов, так и практическими приложениями в газосветных приборах, лазерах, технологических установках и т.п. Для решения различных задач используются разные геометрии разрядного объема и электродов - от простейших цилиндрических или плоских, до весьма сложных и замысловатых.

Визуально светящийся положительный столб является менее ярким, чем область отрицательного свечения, и обычно имеет другой цвет. Например, в неоне катодное свечение желтое, отрицательное свечение - оранжевое, свечение положительного столба - красное. В азоте, соответственно - розовое, голубое, красное. (Эти особенности спектров различных газов широко используются в рекламных трубках). Наибольший интерес для практики представляют обычно плазменные области тлеющего разряда: положительный столб и область отрицательного свечения. Например, в светотехнике наибольшее внимание разработчиков привлекает протяженный положительный столб, который всегда имеет место в более или менее длинных, но узких трубках. При этом, для уменьшения общего падения напряжения обычно используют накаливаемые катоды. Положительные столбы тлеющего разряда с холодными электродами и дугового при прочих равных условиях идентичны. На положительном столбе не сказываются ни природа, ни состояние электродов; в широ-

ких трубках или сферических сосудах свечение положительного столба часто вообще не видно.

Приэлектродные области имеют размеры, зависящие от природы газа и давления в нем, плотности тока и т.п. Собственно говоря, по области отрицательного (тлеющего) свечения разряд и получил свое название. В тех случаях, когда требуется получить протяженную область отрицательного свечения, этого можно достичь с помощью изменения формы разрядного объема и электродов.

11.2 Положительный столб тлеющего разряда постоянного тока

Как уже указывалось выше, положительный столб - промежуточная область газового разряда между прикатодными и прианодными областями, образующаяся при достаточно большом расстоянии между электродами. Положительный столб не зависит от формы, размеров и типа электродов (холодные или накаливаемые), обеспечивает перенос тока и может иметь произвольную длину, если приложенного к электродам напряжения достаточно для создания необходимого поля в плазме. При изменении расстояния между электродами изменяется длина положительного столба при неизменной структуре приэлектродных областей вплоть до тех размеров, пока эти области не начнут соприкасаться и перекрываться. Классический положительный столб, история изучения которого намного превышает сто лет, создается в цилиндрических разрядных трубках радиусами от долей миллиметров (капиллярный разряд) до нескольких сантиметров с диэлектрическими (как правило, стеклянными или кварцевыми) стенками при наполнении различными газами или парами металлов, а также их смесями в широком диапазоне давлений (от миллиторр до атмосферного и выше) при пропускании токов от долей миллиампера до десятков ампер.

Широкое практическое использование положительный столб находит в газоразрядных источниках света, в активных средах газовых и плазменных лазеров, в плазмохимии, в современных технологиях нанесения тонких пленок, покрытий, ионно-плазменных напылений и травлений, в спектральном анализе газовых смесей и других многочисленных приборах и устройствах газовой электроники.

Электрическое поле, которое формируется в стационарном положительном столбе, обеспечивает перенос продольного разрядного тока, равенство потоков электронов и ионов на стенки разрядной трубки и создает необходимый уровень ионизации, компенсирующий гибель заряженных частиц. Уходы заряженных частиц на стенки разрядной трубки могут происходить в режиме свободного пролета при низких давлениях, когда длина свободного пробега ионов и электронов превышает радиус трубки, или в столкновительном режиме при не слишком малых давлениях. С повышением давления, тока или при наложении магнитного поля начинают играть роль процессы гибели заряженных частиц в объеме плазмы за счет рекомбинации различных типов. Плотность продольного тока и концентрация заряженных частиц, а также свечение плазмы максимальны на оси положительного столба и спадают к стенкам. Продольное поле по радиусу не изменяется, радиальное поле имеет нулевое значение на оси разряда, плавно нарастает по радиусу и достигает больших значений в пристеночном слое объемного заряда. Разность потенциалов центр-стенка, которая складывается из падения потенциала в квазинейтральной плазме и в слое объемного заряда, должна заметно превышать среднюю энергию электронов, при этом столб в целом имеет положительный, а стенка отрицательный заряд. В качестве примера на рисунке 11.3 представлены экспериментально наблюдаемые радиальные распределения потенциала, характерные для пролетного и диффузионного режима гибели заряженных частиц.

Рис.11.3

Подпись к рисунку

Радиальное распределение потенциала в парах ртути: а - пролетный режим, $pR = 3 \cdot 10^{-4}$ мм.рт.ст.·см; б - столкновительный режим, $pR = 3 \cdot 10^{-2}$ мм.рт.ст.·см ; кривые - расчет по теории Ленгмюра - Тонкса (а) и Шоттки (б), точки - данные эксперимента.

Положительный столб слабоионизованной газоразрядной плазмы является примером резко неравновесной системы, в которой практически ни один прямой процесс не уравновешен обратным. Так, например, образование заряженных частиц в объеме плазмы за счет ионизации при столкновениях разных типов сопровождается их гибелью как правило на стенках разрядной трубки. Даже в тех случаях, когда играют роль процессы гибели в объеме плазмы, рекомбинация идет по каналам (диссоциативная, ударно излучательная), которые не являются обратными

по отношению к ионизации. По этим причинам степень ионизации оказывается на несколько порядков меньше равновесной, т.е. даваемой формулой Саха с электронной температурой T_e [2]. Процессы возбуждения уравниваются не ударами второго рода, а в основном излучением спектральных линий, что приводит к сильным отклонениям от Больцмановского распределения по возбужденным состояниям. Коэффициенты поглощения как в линиях, так и в континуумах имеют малую величину (за исключением центральных областей резонансных линий), плазма является оптически тонкой, излучение не уравновешено поглощением и не описывается формулой Планка. Баланс энергии электронов определяется Джоулевым нагревом в продольном поле и потерями энергии в упругих и неупругих столкновениях. При низких давлениях, когда в балансе энергии доминируют неупругие удары, энергия выносится с излучением, и передача энергии на нагрев нейтралов мала. При этом поддерживается большой отрыв электронной температуры от температуры газа. С ростом давления возрастает эффективность упругих ударов, что приводит к постепенному нагреву нейтрального газа и сближению электронной и газовой температур. Электронная температура, как правило, устанавливается на уровне в несколько электрон-вольт. Температура нейтральных частиц из-за быстрого теплообмена и теплоотвода оказывается на 1-2 порядка ниже электронной. С ростом давления и тока сказывается неоднородный радиальный разогрев газа, и в конечном счете происходит термализация плазмы (образуется положительный столб дуги высокого давления, стабилизированный стенками), когда все компоненты имеют практически одинаковую температуру - имеет место локальное термодинамическое равновесие (ЛТР).

Рис.11.4

Подпись к рисунку

Зависимость температуры нейтральных молекул на оси положительного столба в молекулярном азоте от тока разряда.

В качестве иллюстрации постепенного уменьшения отрыва газовой температуры от электронной по радиусу разрядной трубки, на рисунке 11.4 приведены температуры нейтральных компонент на оси положительного столба в молекулярном азоте, измеренные интерференционно - голографическими методами. Для выбранных разрядных условий почти вся мощность jE , вкладываемая в единицу объема плазмы, в конечном счете идет на нагревание нейтрального газа. Действительно, для инертных

газов при давлениях в десятки торр в балансе энергии электронов доминируют упругие удары, которые являются источником нагревания атомов. В молекулярном азоте в балансе энергии электронов преобладают процессы возбуждения колебательно-вращательных уровней основного состояния молекулы N_2 . В результате быстрых процессов колебательной релаксации эта энергия также идет на разогрев нейтрального газа.

Наиболее важными процессами, определяющими механизм поддержания положительного столба разряда, являются процессы ионизации и гибели заряженных частиц. В атомарных газах основную роль играют процессы прямой и ступенчатой ионизации при столкновениях электронов с нормальными или возбужденными атомами. Могут идти процессы ионизации при столкновениях долгоживущих (метастабильных и резонансных) атомов, в результате которых образуются атомарный или молекулярный ион и электрон. Возможны также процессы ассоциативной ионизации, когда возбужденный и нормальный атомы при столкновениях образуют молекулярный ион и электрон. В смесях газов с сильно различающимися потенциалами возбуждения и ионизации эффективно идут процессы пеннинговской ионизации, когда долгоживущие возбужденные атомы одного газа при столкновении с нормальными атомами другого газа передают энергию возбуждения на ионизацию. Особенно велика вероятность пеннинговской ионизации, если энергия метастабильного состояния атомов одного сорта близка к потенциалу ионизации атомов другого сорта. Для описания механизмов ионизации в атомарных газах определяющую роль играет кинетика электронов, поскольку частоты ионизации и возбуждения определяются числом быстрых электронов с энергиями, превышающими соответствующий потенциал возбуждения или ионизации.

В молекулярных газах наряду с отмеченными механизмами могут играть большую роль процессы ионизации при столкновениях колебательно-возбужденных молекул. Так, например, в разряде в азоте весьма эффективно идет ионизация при столкновениях колебательно-возбужденных молекул на высоких уровнях $\nu > 32$ в основном электронном состоянии $X^1\Sigma_g^+$. Возможна ионизация при столкновениях колебательно-возбужденных молекул $X^1\Sigma_u^+$ и метастабильных молекул $^1\Pi_g^+$ состояний.

В зависимости от разрядных условий свечение положительного столба может заполнять все сечение разрядной трубки (диффузный разряд) или быть стянутым в тонкий, ярко светящийся шнур вблизи оси (контрагированный разряд). ПС может быть визуальным продольно однородным

или стратифицированным с четко выраженной слоистой структурой (т.н. стоячие страты). Визуально однородный ПС может существовать в режиме распространения ионизационных волн с частотами в несколько килогерц (движущиеся страты). Наблюдение движущихся страт требует применения регистрирующих приборов с достаточно высоким временным разрешением.

11.3 Основные теории положительного столба разряда

Первые теории положительного столба были предложены Ленгмюром и Тонксом для пролетного и Шоттки для диффузионного режимов уходов заряженных частиц в предположении максвелловской функции распределения.

Теория Ленгмюра для разряда низкого давления, когда длина свободного пробега ионов и электронов превышает радиус трубки, строится в предположении, что распределение электронов в радиальном поле является больцмановским,

$$n_e(r) = n_{e0} \exp(e\varphi(r)/kT_e), \quad (11.1)$$

где n_{e0} - концентрация электронов на оси, $\varphi(r)$ - радиальный потенциал, kT_e - температура максвелловского распределения электронов по энергиям. Концентрация ионов n_i в точке r определяется из условия, что все ионы, родившиеся в объеме на расстояниях $r' < r$, ускоряются в радиальном поле без столкновений и выходят через поверхность $2\pi r$ (см. Рис. 11.5),

Рис.11.5

Подпись к рисунку

Схематическое представление движения ионов в радиальном поле.

$$n_i(r) = \frac{1}{r} \int_0^r \frac{n_e(r') \nu_i(kT_e) r' dr'}{\sqrt{2(e\varphi(r) - e\varphi(r'))/M}}, \quad (11.2)$$

здесь ν_i - частота прямой ионизации $A + e \rightarrow A^+ + e + e$, M - масса иона. Используя уравнение Пуассона для потенциала

$$\Delta\varphi(r) = 4\pi e(n_i(r) - n_e(r)), \quad (11.3)$$

и, подставляя в него концентрацию электронов и ионов, можно получить интегродифференциальное уравнение для потенциала $e\varphi(r)$ (т.н. "уравнение для плазмы и слоя" Ленгмюра), которое в безразмерных координатах ρ и $\eta(\rho)$ принимает вид:

$$\frac{\nu_i^2 M}{8\pi e^2 n_{e0}} \cdot \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial \eta}{\partial \rho} = e^{-\eta(\rho)} - \frac{1}{\rho} \int_0^\rho \frac{\exp(-\eta(\rho')) \rho' d\rho'}{\sqrt{\eta(\rho) - \eta(\rho')}} \quad (11.4)$$

где

$$\rho = \nu_i \sqrt{\frac{Mr}{2kT_e}}; \quad \eta(\rho) = \frac{e\varphi(r)}{kT_e}.$$

Для квазинейтральной плазмы ($n_e \approx n_i$) интегральное уравнение (11.4) с левой частью, равной нулю, определяет решение, имеющее максимум в точке $\rho_0 = 0,7722$ и $\eta_0 = 1,155$. В этой точке производная $d\eta/d\rho$ стремится к бесконечности, градиенты радиального потенциала резко нарастают, в уравнении (11.4) нельзя отбрасывать левую часть, квазинейтральность заметно нарушается, и эту точку можно рассматривать как границу квазинейтральной плазмы. Если толщина слоя объемного заряда d мала по сравнению с радиусом, естественно отождествить эту точку с радиусом трубки. Переход к размерным переменным дает

$$e\Phi_{pl} = 1,155kT_e; \quad \nu_i(T_e) \cdot \tau(T_e) = 1, \quad (11.5)$$

где

$$\tau = \frac{R}{0,7722} \cdot \sqrt{\frac{M}{2kT_e}}$$

можно рассматривать как время ухода на стенку ионов, набравших в радиальном поле энергию, порядка $e\Phi_{pl}$ ($e\Phi_{pl}$ - перепад потенциала в квазинейтральной плазме). Условие $\nu_i \cdot \tau = 1$ является уравнением для определения температуры T_e , необходимой для поддержания баланса между рождением и гибелью заряженных частиц. Концентрация электронов на границе квазинейтральной плазмы n_g в соответствии с (11.1) оказывается равной $n_g = 0,315n_0$. Скачок потенциала в слое объемного заряда можно получить, приравняв поток электронов, способных преодолеть этот потенциальный барьер, потоку ионов из слоя на стенку.

$$n_g \sqrt{\frac{kT_e}{m}} \exp(e\Phi_{sh}/kT_e) = n_g \sqrt{\frac{kT_e}{M}}; \quad (11.6)$$

$$e\Phi_{sh} = kT_e \ln \sqrt{\frac{M}{m}}. \quad (11.7)$$

Таким образом удастся получить радиальные распределения потенциала $e\varphi(r)$ в квазинейтральной плазме и пристеночный скачок потенциала, концентрации заряженных частиц $n_{e,i}(r)$, а также электронную температуру kT_e .

Теория Шоттки для столкновительного режима, когда длина свободного пробега ионов и электронов меньше радиуса трубки, базируется на представлении об амбиполярной диффузии заряженных частиц в квазинейтральной плазме. Приравнивая радиальные потоки ионов и электронов (в противном случае накапливался бы со временем объемный заряд) и учитывая, что $D^- \gg D^+$, $T_e \gg T_i$ получаем для радиального поля

$$E_r = -\frac{D^- - D^+}{b_e - b_i} \cdot \frac{\nabla n}{n} \approx -\frac{D^-}{b_e} \frac{\nabla n}{n} = -kT_e \frac{\nabla n}{n}. \quad (11.8)$$

В теории Шоттки предполагается, что ионизация происходит прямыми электронными ударами, ступенчатой ионизацией пренебрегается, а исчезновение электронов и ионов осуществляется нейтрализацией их на стенках трубки, объемной рекомбинацией пренебрегается. Заряженные частицы движутся к стенкам в амбиполярном режиме. Предполагается также, что температура электронов и положительных ионов, а также температура нейтральных частиц по сечению трубки постоянна, а свободный пробег заряженных частиц много меньше радиуса трубки. Поскольку плазма квазинейтральна ($n_e = n_i = n$), то уравнение баланса заряженных частиц имеет вид уравнения неразрывности

$$\nabla \vec{j}_r = n\nu_i; \quad D_a \Delta n + n\nu_i = 0, \quad (11.9)$$

которое дополняется, как правило, нулевым граничным условием для концентрации заряженных частиц на радиусе трубки $n(R) = 0$.

Решением краевой задачи (11.9) в безразмерных переменных в цилиндрической геометрии $\rho = \sqrt{\nu_i/D_a}r$, $y = n(r)/n_0$

$$\frac{d^2 y}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dy}{d\rho} + y = 0; \quad \left| \frac{dy}{d\rho} \right|_{\rho=0} = 0; \quad y|_{\rho=\sqrt{\nu_i/D_a R}} = 0 \quad (11.10)$$

является функция Бесселя нулевого порядка $n(r) = n_0 J_0(2, 405r/R)$. Нулевое граничное условие приводит к уравнению для определения температуры электронов в виде

$$\nu_i(T_e) \cdot \tau_d(T_e) = 1; \quad \tau_d = \frac{1}{D_a} \left(\frac{R}{2, 405} \right)^2. \quad (11.11)$$

Время имеет смысл времени ухода заряженных частиц на стенки в режиме амбиполярной диффузии.

Таким образом, в теории Шоттки, как и в теории Ленгмюра, удается получить радиальное распределение концентрации заряженных частиц в квазинейтральной плазме $n_{e,i}(r)$, распределение потенциала

$$e\varphi(r) = -\frac{D_e}{b_e} \ln J_0(2, 405r/R), \quad (11.12)$$

а также электронную температуру. Для определения падения потенциала в плазме и пристеночного скачка потенциала в слое объемного заряда можно воспользоваться критерием Бома, согласно которому скорость ионов на границе плазма - слой равна $v_i = 0,76\sqrt{2kT_e/M}$. Приравнивая диффузионный поток частиц из плазмы в слой потоку ионов на стенку в режиме свободного пролета через слой

$$-D_a \left| \frac{dn}{dr} \right|_{R-d} = n_g \sqrt{\frac{kT_e}{M}},$$

можно получить значение концентрации частиц на границе плазмы и падение потенциала в плазме $e\Phi_{pl}$.

$$e\Phi_{pl} \approx kT_e \ln \left(\frac{R}{\lambda_i} \right), \quad (11.13)$$

где λ_i - длина свободного пробега иона.

Падение потенциала в тонком пролетном пристеночном слое объемного заряда $e\Phi_{sh}$ так же, как и в теории Ленгмюра, можно оценить в предположении, что на стенку уходят электроны, с энергиями, превышающими скачок потенциала в слое $e\Phi_{sh} \approx kT_e \ln \sqrt{M/m}$.

Радиальное распределение потенциала, рассчитанное по теории Шоттки и по теории Ленгмюра-Тонкса, изображено на рисунке 11.3а,б сплошными линиями. Таким образом, в простой плазме, содержащей электроны и один сорт положительных ионов, уравнение баланса для концентрации сводится к задаче определения собственной функции для профиля плотности и собственного значения для частоты ионизации ν_i . Если гибель заряженных частиц определяется временем амбиполярной диффузии τ_d (задача Шоттки), то $\nu_i \tau_d = 1$, и профиль плазмы плавно спадает к периферии. Если доминирует объемная рекомбинация то в центральных частях разрядного объема формируется П-образный профиль концентрации, где $\nu_i \approx n_0 K_r$. На расстоянии от стенок порядка $l_d = \sqrt{4D_a/K_r n_0}$, концентрация спадает из-за диффузии и последующей рекомбинации на стенках.

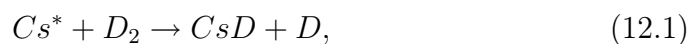
Для определения остальных параметров плазмы - концентрации электронов на оси n_0 и продольного поля E_z необходимо дополнить уравнения (11.4), (11.5) или (11.10), (11.11) уравнением для разрядного тока и уравнением баланса энергии. При этом оказывается возможным рассчитать все характеристики плазмы, в том числе и излучательные (яркости спектральных линий, интенсивности тормозных и рекомбинационных континуумов) через внешние параметры, если известны константы скоростей соответствующих элементарных процессов - сечения возбуждений, вероятности переходов, сечения столкновений различных типов. Дальнейшее развитие теории положительного столба было связано с различными уточнениями: граничных условий, учетом ступенчатой ионизации, анализом переходного случая от пролетного к диффузионному, введением объемных потерь в уравнение баланса заряженных частиц и учета неоднородного разогрева газа, а также учетом отклонения плазмы от квазинейтральности не только в пристеночных областях, но и в объеме и т.д. Более подробно с этими вопросами можно ознакомиться, например, в [2,4,8].

Отметим, что основы теории положительного столба, заложенные в свое время Ленгмюром (область низкого давления) и Шоттки (область более высоких давлений нейтрального газа), не потеряли своего значения. Так в работе Голубовского и др. 1999 г. [22] делается ссылка на классическую теорию положительного столба Шоттки, предполагающую дрейфовое движение частиц в радиальном электростатическом поле пристеночного объемного заряда, 1924 г. В [22] по аналогии с теорией Шоттки развивается модель нелокальной кинетики электронов в

неоднородном по радиусу электрическом поле в положительном столбе
в инертных газах.

12. Пылевая плазма

Коротко остановимся на двух сравнительно недавно открытых типах низкотемпературной плазмы и поэтому недостаточно представленные в учебной литературе по физике НТП. Обнаружение пылевых частиц в плазме газового разряда связывается в литературе с именем Лэнгмюра (1924г.). Присутствие частиц в твердой или жидкой дисперсной фазе сегодня часто встречающаяся ситуация. Так для повышения проводимости плазмы в МГД - установках преобразования энергии в струю ионизированного газа впрыскивается угольная пыль или водяной раствор поташа. В 1977 г. А.М.Шухтин, В.Г.Мишаков и Г.А.Федотов использовали металлсодержащую пыль для получения свободных атомов металлов в газоразрядной плазме. В работах [20,21] пылевое облако оксида меди вводилось в разрядную трубку, после чего через нее пропусклся импульс тока, энергии которого ($\sim 10^{-3}$ Дж) было достаточно для создания в рабочем объеме концентрации свободных атомов меди порядка 10^{-14} см $^{-3}$. Второй импульс, задержанный относительно первого на время порядка 100 мкс, возбуждал полученные пары меди, в результате чего наблюдалась сверхсветимость на линиях меди 511 и 578 нм. В плазме газодинамических лазеров могут присутствовать частицы материала стенок плазменного источника равно как и частицы материала катода в плазме катодных пятков вакуумных дуг. Известно также, что ионно - молекулярные комплексы в плазме повышенного давления служат центрами дальнейшей кластеризации атомов и молекул, а некоторые химические реакции приводят в плазме к образованию частиц дисперсной фазы, например:



где гидрид цезия выпадает в виде порошка на стенках разрядной трубки. Подобная ситуация хорошо известна в астрофизике. К ней относятся

межзвездные молекулярно - пылевые облака, пылевые кольца вокруг четырех планет нашей солнечной системы: Сатурна, Юпитера, Урана и Нептуна - наглядный пример самоорганизации материи в межзвездном пространстве. Помимо гравитационных сил в частично ионизированной газо-пылевой среде планетарных колец на частицы действуют электрические силы. Наконец сошлемся на молекулярно-пылевые облака вблизи спутника Юпитера Ио, обусловленные вулканической деятельностью на его поверхности.

Аналогом плазменно-пылевых космических образований в земных условиях являются плазменно-пылевые кристаллы, капли и облака наблюдаемые в лабораторных установках, начиная с 1994г., рассматриваемые сегодня как яркие примеры "физики наших дней". Можно даже встретить утверждение о том, что открыто новое направление в науке "суперхимия" с ее компонентами в виде макрочастиц. Справедливости ради следует сказать, что пылевая плазма играет негативную роль в промышленных установках плазменного (и лазерного) напыления в микроэлектронике.

Не вдаваясь в подробности и отсылая заинтересованного читателя к специальным обзорам, например к [1], чтобы не увеличивать объема текста перечислим некоторые общие положения, лежащие в основе анализа процессов протекающих в плазме с дисперсной плазме:

1. Пылевые частицы могут долго сохраняться в плазме с типичными значениями температуры электронов 1-10 эВ.
2. Частицы пыли в плазме заряжаются отрицательно до тех пор, пока поток электронов на поверхность частицы не будет уравновешен током на нее положительно заряженных ионов - своеобразный пример проявления амбиполярной диффузии. В водородной плазме с $T_e \cong 3$ эВ и размерам пылинки порядка 10^{-4} см ее отрицательный заряд может достигать $10^4 e$.
3. Коллективное воздействие электрического поля пылевых частиц с концентрацией n_d на процессы в плазме следует учитывать, если заряд пылинки Z_d в единице объема больше концентрации плазменных электронов,

$$\frac{n_d Z_d}{n_e} \geq 1. \quad (12.2)$$

4. Заряд пылевых частиц зависит от параметров окружающей их ионизованной среды.
5. Экранирование электрического поля частиц происходит на расстояниях порядка дебаевского радиуса. Типичный случай пылевой плазмы с параметрами, когда характерный размер пылевых частиц a много меньше дебаевского радиуса:

$$a \ll r_d. \quad (12.3)$$

6. Как показывают теоретические оценки при среднем расстоянии между пылинками много больше дебаевского радиуса экранирования взаимодействие частиц пыли не носит кулоновского характера, а обусловлено кинетикой взаимодействия частицы с заряженными и нейтральными компонентами плазмы. Так, в межзвездных пылевых облаках основным взаимодействием между пылевыми частицами является притяжение обусловленное бомбардировкой поверхности частицы быстрыми нейтральными частицами. Такой тип взаимодействия может приводить к процессу образования новых звезд из частиц межзвездной пыли.
7. Пылевая плазма - открытая система, поскольку потоки заряженных частиц рекомбинирующих на поверхности пылинки должны поддерживаться внешними источниками энергии.

Как показывают эксперименты из-за процессов агломерации микропылинок вначале принимают сложную фрактальную форму. С увеличением количества распыляемого вещества на этих центрах агломерации, например в экспериментах по плазменному напылению в "пылевом" облаке образуются макроструктуры плазменно-пылевой среды. В итоге это приводит к неконтролируемому выпадению распыляемого материала на напыляемую поверхность, т.е. к увеличению процента "брака" в соответствующих технологиях. Известны лабораторные эксперименты по исследованию пылевых кристаллов в плазме СВЧ-разрядов различных типов в стратах тлеющего разряда и т.д. В земных условиях на заряженную пылинку помимо электрического поля в плазме действует сила земного притяжения. Однако известны эксперименты с пылевой плазмой, проведенные в околоземном пространстве, где сила

тяготения практически отсутствует. Заметим, что в одной из самой интригующей на сегодня проблеме атмосферного электричества - проблеме шаровой молнии существует больше различных гипотез, чем непосредственных наблюдений. При этом "пылевая" гипотеза образования шаровой молнии сегодня считается одной из наиболее вероятной. По модели Б.М.Смирнова в объеме шаровой молнии пыль образует "каркас" из пылинок размером порядка 10^{-7} см. Источником энергии в этом случае могут служить процессы "перегруппировки" фрактальных цепочек каркаса в состояния с минимальной энергией. По оценкам, в объеме плазмы шаровой молнии концентрация электронов порядка 10^{12} см $^{-3}$, нейтралей - 10^{19} см $^{-3}$.

Ниже кратко остановимся на проблеме тяжелых кластеров, имеющих прямой выход в современные нанотехнологии. Кластер - это система конечного числа атомов, связанных воедино, как правило, Ван-дер-ваальсовским взаимодействием в потенциале Леннарда-Джонса. При этом взаимное притяжение фрагментов обратно пропорционально шестой степени расстояния между ними. Число атомов -фрагментов кластера принято называть "магическим числом". Каждому сорту кластеров соответствует ряд магических чисел соответствующих устойчивым состояниям. Так, для ксенона это последовательность чисел 13, 6, 19, 55, 71, 87, 147. В неравновесной плазме процесс эволюции кластерных образований связан с процессами испарения и прилипания тяжелых частиц при температуре кластеров $T_0 < T_k < T_e$, здесь T_0 - температура буферного газа. Возбужденный кластер - структура, в которой возможны переходы между дискретными состояниями атомов и молекул, а также существует непрерывный спектр излучения при условии существования конкретного механизма, приводящего к излучению. В случае металлического кластера таким механизмом оказывается излучение на частоте Ленгмюра. С точки зрения - кластер как источник света, благоприятным является пропорциональность мощности излучения суммарной массе кластеров в плазменном объеме.

В разнообразном семействе кластеров наиболее популярны фуллерены и нанотрубки - замкнутые поверхностные структуры углерода со специфическими физическими и химическими свойствами. Длина нанотрубки - несколько микрометров, диаметр - несколько нанометров. Структура фуллерена несколько отличается от структуры металлического кластера. Это структура усеченного икосаэдра, обеспечивающего максимальное число связей между атомами. Возможности современной микроско-

пии (системы полевого ионного микроскопа в буферном газе) позволяют непосредственно наблюдать структуру фуллеренов порядка нанометра. В отличие от фуллеренов нанотрубки могут иметь нескольких слоев, состоящих из правильных шестиугольников. Название "фуллерен" связано с именем американского архитектора Фуллерена, известного своими проектами куполообразных зданий. Наиболее известный пример фуллерена C_{60} , характеризующийся высокой степенью структурной симметрии и, обусловленной этим, стабильностью. Образцы C_{60} легированные атомами щелочных металлов переходят в сверхпроводящее состояние при $T \approx 20\text{ K}$. Фуллерены с присадками химических радикалов обладают электроотрицательными свойствами. Для фуллеренов с числом атомов углерода $n > 30$ стабильность кластеров с четными значениями n значительно больше, чем для нечетных значений. Известно много вариантов, так называемых, эндодралов - фуллеренов C_{60} с внедренными частицами разного сорта: металлофуллереновые, органикофуллереновые, полимерно-фуллереновые кластеры. Из фуллеренов C_{60} возможно конструирование гипермолекул с низкой реакционной способностью, что позволяет его использовать для получения новых материалов. Основным каналом распада C_n с четными значениями n связан с отщеплением от него фрагмента C_2 , соответственно для случая нечетных значений - с отщеплением C .

В качестве примера ионно-молекулярных реакций с участием C_{60} рассмотрим образование долгоживущего комплекса C_+^{61} со временем распада 10^{-3} с при столкновениях C_{60} и C^+ в диапазоне энергий 3 – 80 эВ. Фуллерены получают либо при нагреве графитового электрода в сильноточной дуге, либо при лазерном распылении графитовой поверхности. В технологии изготовления нанотрубок используется дуговой разряд в инертном газе при давлении порядка 1 атмосферы и напряжении между электродами в десятки вольт на разрядном промежутке порядка 1 см.

Методы детектирования фуллеренов: по спектрам инфракрасного поглощения, по богатому спектру комбинационного рассеяния, исследованию неупругого рассеяния медленных нейтронов, с использованием методов рентгенофлуоресценции. Интерес к этой проблеме связывают прежде всего с перспективой перехода от кремниевых технологий в микроэлектронике (на основе атомов кремния) к более перспективной микроэлектронике на основе фуллеренов.

13. Бестоковая фотоплазма. Способы ее создания и применения

Термин "бестоковая плазма" может относиться к широкому классу ионизованных сред. Мы будем рассматривать более частный случай плазмы, механизм ионизации которой не обусловлен столкновениями в силовом поле внешнего источника. Такой подход наряду с очевидными случаями "токовой" газоразрядной плазмы позволяет нам исключить и явления лазерного пробоя, поскольку даже краткое рассмотрение процессов в лазерной искре увело бы нас слишком далеко в сторону от основной темы - рассмотрения процессов ионизации поглощающей среды при медленных атом - атомных соударениях с участием оптически возбужденных атомов. Нас будут интересовать прежде всего процессы возбуждения и ионизации при сравнительно небольших интенсивностях излучения, когда ступенчатые процессы ионизации, если и происходят, то только за счет столкновений с участием возбужденных атомов. Кроме того, будем подразумевать, как это следует из выражения для дебаевского радиуса экранирования, выполнение известного соотношения между геометрическими размерами области плазмы L , температурой электронов T_e и концентрацией электронов n_e :

$$L \gg \sqrt{T_e/n_e} \quad (13.1)$$

При разумных величинах L и T_e это соотношение ограничивает снизу область рассматриваемых концентраций заряженных частиц. Так, из выражения (13.1) следует, что при $L \cong 1$ см и $T_e \cong 10^3$ К - типичной средней температуре электронов в щелочной плазме, концентрация свободных электронов $n_e \geq 10^7$ см⁻³. В последнее время интерес к бестоковой

плазме значительно повысился в связи с работами по изучению неустойчивостей в плазме. С этой точки зрения в литературе рассматривалась и была реализована возможность получения плазмы при β -распаде радиоактивного криптона в магнитном поле. Однако более широкое применение нашел иной метод получения бестоковой плазмы, основанный на поверхностной ионизации атомов, - так называемая Q-машина. С использованием эффекта ионизации струи цезиевого пара на поверхности вольфрамовой пластины с температурой 2500 К в этих условиях был получен плазменный столб длиной 100 см в магнитном поле $H = 104 \text{ Э}$. Концентрация электронов достигала значений 10^{12} см^{-3} , $T_e = T_i = 2500 \text{ К}$, основной источник гибели заряженных частиц - рекомбинация на поверхности вольфрамовой пластины. На установке такого типа, в частности, проводились исследования диффузии заряженных частиц в условиях низкотемпературной бестоковой плазмы во внешнем магнитном поле. В аналогичных условиях была получена бестоковая плазма в парах бария при поверхностной ионизации атомов бария на рении. Плазма с большой (20 - 40%) примесью отрицательных ионов, представляющая интерес для моделирования процессов в ионосфере, была также получена путем поверхностной ионизации молекул $CsCl$. Интересно отметить, что в Q-машине существует специфический случай термодинамического равновесия: $T_e = T_i = T_p$ (T_p - температура поверхности горячей пластины - ионизатора), это сближает Q-машину с установками типа печи Кинга, широко используемыми в качестве "больцмановского" излучателя с температурой внутренней стенки нагретой графитовой трубки. Вторая область современной физики, где использование бестоковой плазмы выглядит многообещающим, связана с оптимизацией режима работы мощных газовых лазеров, работающих при повышенных давлениях. Увеличение мощности и улучшение частотно - временных характеристик таких лазеров обусловлено возможностью получения однородноионизованной среды в ОКГ. Приложенное внешнее электрическое поле, недостаточное для инициирования электронной лавины, приводит к нагреву электронов, причем их средняя энергия может варьироваться в зависимости от напряженности поля и давления нейтрального газа. Такой избирательный нагрев позволяет регулировать электронное возбуждение верхних уровней генерации.

13.1 Предионизация лазерной плазмы

В работе Басова с сотр. для предионизации газа в импульсном лазере на CO_2 высокого давления было предложено использовать высокоэнергетические электронные пучки (электроионизационные лазеры). В качестве источников ионизации в подобных системах возможно также применение протонного излучения ядерных реакторов. Наряду с несомненными преимуществами схема предварительной ионизации с пучком заряженных частиц обладает рядом недостатков. Основными из них являются трудность сочленения мощной электронной (протонной) пушки непосредственно с ОКГ, что приводит к существенному увеличению размеров установки; необходимость специальных мер защиты от рентгеновского излучения; трудности создания электронных пучков с большим поперечным сечением, а также системы ввода пучка в ОКГ, заполненный газом при давлении нескольких атмосфер, и т. д.

В ряде случаев полезной альтернативой электронному пучку могут служить процессы фотоионизации легкоионизируемой примеси, поскольку пороговая длина волны фотоионизации молекулы CO_2 $\lambda_{thr} \cong 10^2$ нм. Рассмотрим два возможных подхода к решению этой проблемы.

1. Легкоионизируемая примесь с невысоким потенциалом ионизации, соответствующим ближней ультрафиолетовой или видимой части спектра, вводится в качестве добавки к основному газу. Парциальное давление примеси достаточно мало, поэтому поглощением ионизирующего излучения в объеме можно пренебречь. В этом случае при однородном распределении нормальных атомов примеси начальная скорость фотоионизации постоянна во всем объеме ОКГ. При повышении мощности ионизирующего излучения возможно перераспределение атомов примеси в рабочем объеме ОКГ - явление, аналогичное катафорезу в условиях обычного газового разряда.
2. Двухступенчатая (многоступенчатая) фотоионизация, при которой энергия кванта может оказаться существенно меньше потенциала ионизации атома или молекулы.

В качестве легкоионизируемой примеси в атмосфере $CO_2 + He + N_2$ наряду с органическими молекулами рассматривался цезий. Было показано, что при мощности оптического излучения 1 МВт/см^2 в спектральном диапазоне $\lambda = 200 \div 300$ нм при давлении буферного газа 10^3 мм.рт.ст.

можно ожидать концентрации электронов $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Присадка щелочного металла в плазме CO_2 лазера оказывается полезной и с иной точки зрения¹. При этом, в принципе, может быть реализован добавочный канал заселения верхнего лазерного уровня CO_2 при столкновениях молекулы с резонансно возбужденными атомами цезия. Возможность существования квазистационарного разряда в смеси $CO_2 + He + Cs$ была продемонстрирована экспериментально. Подобный подход был реализован в смеси $CO_2 + Br_2$. Здесь в качестве резервуара - накопителя энергии используется $4^2P_{1/2}$ уровень атома брома (3685 см^{-1}), образующегося при импульсном фотолизе молекулы Br_2 .

Использование внешнего источника ионизации приводит к тому, что связь между концентрацией и температурой электронов в плазме, характерная для самостоятельных разрядов в газах, разрывается, первичная концентрация свободных электронов при этом определяется в основном мощностью ионизатора и флуктуации электронной температуры не вызывают существенных флуктуации электронной концентрации. Таким образом, применение внешнего источника ионизации для создания плазмы приводит к повышению ее однородности и устойчивости. В целом достоинства рассмотренных методов получения бестоковой плазмы сводятся к возможности получения однородной "спокойной" плазмы в больших экспериментальных объемах, сравнимых с эффективным объемом лазеров на $CO_2 \sim 100 \text{ см}^3$. В большинстве работ стабилизирующее действие легкоионизируемой присадки связывалось с процессом ее фотоионизации, например, в случае добавки широко используемого в этих целях три-*n*-пропиламина (ТПА) - большой органической молекулы $[CH_3(CH_2)_2]_3N$ - в случае разряда в молекулярных газах. Интересно в связи с этим отметить работы, в которых рассмотрен процесс пеннинговской ионизации ТПА ($U_i = 7,23 \text{ эВ}$) метастабильными молекулами азота. Эти молекулы могут эффективно образовываться при достаточно высоком отношении напряженности электрического поля к давлению газа. Заметим, что большинство используемых в настоящее время легкоионизируемых добавок (ТПА в том числе) обладают заметными сечениями дезактивации верхних уровней генерации CO_2 - лазера.

¹Применение в этих целях щелочных металлов предполагает нагрев активного вещества лазера, что может привести к уменьшению инверсии заселенности в смеси и само по себе технологически неудобно. Кроме того, щелочные металлы характеризуются повышенной химической активностью и вступают в соединения с продуктами диссоциации разряда в CO_2

Таким образом, поиски новых технологически удобных присадок (новых механизмов предионизации) в глобальной проблеме "фотоионизационных" лазеров не потеряли своей актуальности до настоящего времени.

13.2 Фотоплазма в парах металлов

До сих пор мы рассматривали бестоковую плазму с точки зрения перспектив ее использования в современной технической и экспериментальной физике. Однако известны ситуации, когда образование бестоковой плазмы представляет собой помеху, с которой приходится бороться. Так, образование в заметных количествах свободных электронов может уменьшить селективность оптического возбуждения лазерных уровней в случае лазера на парах цезия. Это обстоятельство, в частности, должно ограничивать предельную мощность подобного лазера, работающего в постоянном режиме.

13.2.1 Фотоплазма в парах ртути, облучаемой светом резонансной линии $\lambda = 253,7$ нм

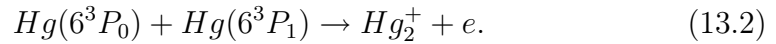
Работа в этом направлении стимулировалась практическими задачами разделения изотопов ртути при селективном оптическом возбуждении атомов в газоразрядной плазме. Ранее сообщалось о наблюдении эффектов снижения температуры и повышения концентрации электронов в ртутной плазме, облучаемой светом резонансной линии. При этом метастабильные 6^3P_{20} уровни заселялись при поглощении и последующем переизлучении линии синезеленого триплета ртути (см. Рис. 13.1). Используемый газоразрядный источник оптического возбуждения, коаксиальный по отношению к цилиндрической кювете с парами Hg , обеспечивал заселенность триплетных состояний атома ртути $\sim 10^{11}$ см $^{-3}$ ($p_{Hg} = 0,05$ мм.рт.ст.), реализуемая при этом степень возбуждения ртутных паров достигала 0.1%. Геометрия системы оптического возбуждения и относительно высокое давление паров приводили к автоматическому выполнению условия равномерного возбуждения оптически плотной поглощающей среды.

Рисунок 13.1

Подпись к рисунку:

Схема каскадного заселения метастабильных атомов Hg

Распределение метастабильных атомов по радиусу кюветы из-за процесса диффузии - основного механизма гибели этих частиц - устанавливалось близким к параболическому. Электрокинетические характеристики фотоплазмы (T_e, n_e) приведены на рисунке 14.2, основной канал ионизации - реакция:



Условие энергетического баланса в такой плазме (внешнее электрическое поле отсутствует) должно учитывать то обстоятельство, что удары второго рода возбужденных атомов с электронами должны играть основную роль в нагреве тепловых электронов, образующихся в реакции ассоциативной ионизации.

Рисунок 13.2
Подпись к рисунку:

Зависимости концентрации (1) и температуры (2) электронов фотоплазмы в чистых парах Hg от величины разрядного тока в источнике оптического возбуждения

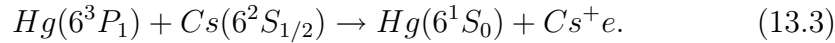
Расхождение результатов эксперимента и теории можно объяснить, учитывая приближенный характер расчета. В частности, не учитывалась возможность существования особенности ФРЭЭ вблизи потенциала возбуждения 6^3P уровней атома ртути.

В рекомбинационном режиме, что представляется естественным при повышенных давлениях примесных газов ($\alpha_{rec} = 6 \cdot 10^7 \text{ см}^3\text{с}^{-1}$) и при основном канале ионизации реакции (13.2), для создания концентрации $n_e \cong 10^{10} \div 10^{11} \text{ см}^{-3}$ необходимо выполнение условия $n_{6^3P_1}^*, n_{6^3P_0}^* \cong 10^{24} \div 10^{26} \text{ см}^{-3}$. Из-за сильного перемешивания подуровней 3 терма (например, в атмосфере молекулярных газов) равновесная концентрация $n_{6^3P_1}^* \cong 10n_{6^3P_0}^*$, что приводит к значению концентраций резонансно возбужденных атомов ртути $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Такие концентрации возбужденных атомов вполне достижимы при использовании обычных источников света.

Заметим, что увеличение плотности электронов до $10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$ в предионизационном режиме дает возможность для реализации режима несамостоятельного разряда.

13.2.2 Фотоплазма в смеси паров ртути и цезия, облучаемых светом резонансной линии ртути

В качестве первичного механизма ионизации в смеси паров цезия и ртути используется реакция пеннинговского типа:



Атомы ртути возбуждались светом резонансной линии $\lambda = 253,7$ нм от внешнего источника (ртутной газоразрядной лампы). Концентрация и температура электронов образующейся при этом фотоплазмы измерялась при помощи зондовой и СВЧ-диагностик. При добавлении инертного газа концентрация электронов в фотоплазме увеличивалась ($n_e = 10^{12}$ см $^{-3}$, $T_e = 2000K$, $p_{Cs} = 10^{-3}$ мм.рт.ст., $p_{Ar} = 10^2$ мм.рт.ст.) из-за увеличения диффузионного времени жизни электронов, а также (предположительно) за счет реакции:



В экспериментах по сенсibilизированной флуоресценции часто используются пары щелочного металла с добавкой атомов второй группы Периодической системы. Так непосредственно в эксперименте был измерен ток заряженных частиц $\sim 10^{-6}$ А из объема с оптически возбужденными атомами кадмия $Cd(5^3P)$ в смеси паров кадмия и цезия.

13.2.3 Фотоплазма в парах щелочных металлов (фоторезонансная плазма)

Термин "фоторезонансная плазма" был предложен Моргулисом с сотр., впервые наблюдавшими эффект образования квазистационарной плазмы с $n_e = 10^{12}$ см $^{-3}$, $T_e = 103K$, $p_{Cs} = 0,01 \div 0,1$ мм.рт.ст. при облучении паров цезия спектром излучения газоразрядной цезиевой плазмы $\lambda \geq 600$ нм. Предполагалось, что в этих условиях ионизация происходит при парных столкновениях атомов цезия, возбуждаемых светом резонансных линий, с образованием молекулярного иона. Однако проведенный масс - анализ показал присутствие в оптически возбужденных парах атомарных ионов цезия. Позднее было показано, что процесс ионизации при тепловых столкновениях атомов, хотя и является в этих, условиях первичным процессом ассоциативной ионизации, но не может быть

приписан целиком названной реакции. Возможным каналом ионизации в этом случае является ассоциативная ионизация с участием возбужденных атомов с энергией связи оптического электрона, сравнимой с энергией диссоциации молекулярного иона. Таким образом, роль резонансно возбужденных 6^2P атомов при ионизации в фоторезонансной цезиевой плазме оказывается меньшей, чем предполагалось ранее. Однако в дальнейшем этот термин сохранился, поскольку ступенчатый процесс фотосенсибилизированной ионизации в подобных условиях идет через промежуточное состояние резонансно возбуждаемого атома.

Рисунок 13.3

Подпись к рисунку 13.3

Схема, иллюстрирующая возможные механизмы развития фотоплазмы при поглощении резонансного излучения

Не рассматривая детально нестационарную систему уравнений баланса, описывающую процессы рождения и гибели заряженных частиц и возбужденных атомов, схему ионизации фоторезонансной цезиевой плазмы можно представить себе следующим образом. В начальный момент $t \cong \tau_{ef}$ на границе паров цезия за счет поглощения излучения резонансных линий и линий побочных серий образуется слой возбужденных паров, в котором начинается ионизация; гибель заряженных частиц обусловлена процессом диффузии. Затем по мере переноса возбуждения в центральные области кюветы с парами ($t \cong 5\tau_{ef}$) растет концентрация n_e и, как следствие, увеличивается роль объемных рекомбинационных потерь.

Рисунок 13.4

Подпись к рисунку 13.4

Зависимость отношения концентраций молекулярного и атомарного ионных компонентов "фоторезонансной плазмы" в конце импульса оптического возбуждения ($\Delta t = 1.2 \cdot 10^{-3}$) от концентрации электронов. 1 — $p_{Cs} = 1 \cdot 10^{-2}$ мм.рт.ст.; 2 — $p_{Cs} = 3 \cdot 10^{-2}$ мм.рт.ст.; 3 — $p_{Cs} = 8 \cdot 10^{-2}$ мм.рт.ст.

В квазистационарном режиме рекомбинация полностью определяет потери заряженных частиц, за исключением пристеночной области. Этим обстоятельством объясняется динамика установления специфического "равномерного" распределения концентрации заряженных частиц.

Процесс образования атомарных ионов несомненно связан с вторичными процессами ионизации с участием быстрых электронов. В этом случае (см. рисунок 15.3) отношение концентраций молекулярных и атомарных ионов должно уменьшаться с ростом n_e и n_0^{-1} , средняя энергия электронов в этих условиях меняется слабо.

13.2.4 Фотоплазма в парах цезия, облучаемых линией $HeI, \lambda = 388.8$ нм

В однокомпонентной среде (пары цезия), облучаемой линией спектра $HeI, \lambda = 388.8$ нм, были зарегистрированы эффекты ступенчатого электронного возбуждения атомов (образование бестоковой плазмы). Спектр флуоресценции возбужденных паров содержал линии переходов с уровней, расположенных на 0, 1–0, 3 эВ выше первично возбужденного $8^2P_{1/2}$ состояния. Первичным механизмом ионизации в этих условиях является процесс ассоциативной ионизации с константой скорости $k = 1,3 \cdot 10^{-12}$ см³/с.

Полученная инверсия заселенности 8^2P и 8^2S состояний хорошо согласуется с результатами работы Рабиновича с сотр., осуществивших в подобной схеме возбуждения цезиевый лазер на $8^2 - 8^2S$ и $8^2 - 6^2D$ переходах. Измеренные заселенности уровней цезия в приосевых частях кюветы при концентрации нормальных атомов $n_0 = 5 \cdot 10^{13}$ см⁻³ приведены в таблице 13.1.

Уровень	Энергия возбуждения, эВ	$n^* \cdot 10^{-5}, \text{см}^{-3}$
10^2S	3.51	0.03
8^2D	3.45	0.07
9^2S	3.32	0.15
5^2F	3.32	0.4
7^2D	3.23	1.5
8^2P	3.20	130
8^2S	3.01	12
6^2P	1.4	103
6^2S	-	$5 \cdot 10^8$

Таблица 13.1

Плотности возбужденных атомов в парах цезия, облучаемых линией спектра $HeI, \lambda = 388.8$ нм

Уровень	k , см ³ /с (теория)	k , см ³ /с (эксперимент)
10^2S	$4 \cdot 10^{-7}$	$7 \cdot 10^{-7}$
8^2D	10^{-6}	$4 \cdot 10^{-6}$
9^2S	$2 \cdot 10^{-5}$	10^{-5}

Таблица 13.2

Константы скорости ступенчатого электронного возбуждения верхних уровней атома цезия из первично возбужденного 8^2P состояния

Диапазон давлений паров цезия, при которых в эксперименте была достигнута максимальная концентрация первично возбужденных атомов при постоянной мощности источника, хорошо совпадает с оптимальными условиями генерации в цезиевом лазере ($p_{Cs} = 1 \cdot 10^{-2}$ мм.рт.ст.). Ниже приводятся значения концентрации и температуры электронов в парах цезия при оптическом возбуждении 8^2P состояний ($n_{8^2P}^* \cong 10^7$ см⁻³), полученные с использованием системы ленгмюровской зонд - противозонд (рисунок 13.4): $n_e = 10^8 - 10^9$ см⁻³; $T_e \cong 1$ эВ; $p_{Cs} = 10^{-3} \div 10^{-2}$ мм.рт.ст. Измеренное значение E_e по порядку совпадает с рассчитанными. По этим данным можно рассчитать скорости ступенчатого электронного возбуждения верхних состояний цезия с уровня 8^2P . В таблице 13.2 полученные результаты сравниваются со значениями констант скорости ступенчатого возбуждения уровней, полученных приближенным методом Борна.

Рисунок 13.5

Подпись к рисунку 13.5

Зависимость концентраций первично возбужденных атомов (1) и электрокинетических характеристик фотоплазмы $n_e(2)$ и $T_e(3)$ от плотности нормальных атомов в парах Cs , облучаемых светом $HeI\lambda = 388.8$ нм.

Образование фотоплазмы в объеме с активной средой (при достаточно больших электронных концентрациях) делает, в принципе, перспективными попытки увеличения мощности стационарных газовых ОКГ, использующих принцип селективного оптического возбуждения. Образующиеся в результате атом - атомных столкновений с участием возбужденных атомов электроны могут ускориться за счет ударов второго рода с возбужденными атомами и стать эффективными партнерами

нейтральных атомов в процессах ступенчатой ионизации и ступенчатого возбуждения. Таким образом, реализуются все необходимые предпосылки для образования бестоковой плазмы. Последнее обстоятельство следует иметь в виду в экспериментах с возбужденными атомами, в которых отсутствуют внешние источники образования и подогрева свободных электронов. Вторичные процессы электронного заселения существенны для уровней, расположенных в пределах T_e от исходного оптически возбужденного уровня, и могут маскировать эффекты передачи энергии при исследовании процессов типа ударов второго рода.

Ассоциативная ионизация может играть преобладающую роль и на начальных стадиях оптического пробоя (ОП) газов при повышенных давлениях, что приводит к снижению пороговой мощности излучения ОП. Процессы образования плазмы у поверхности мишени при лазерной технологии обработки материалов также в значительной степени определяются ассоциативной ионизацией атомов мишени, испаряющихся в результате взаимодействия излучения с поверхностью. Наконец, плазму молекулярных ионов, образующуюся при хемоионизации оптически возбужденных атомов (уран), удерживаемую магнитным полем, предлагалось применить для разделения изотопов. Причем в этих целях возможно использование многокомпонентной газовой смеси (изотопы плюс компонент, играющий роль "оптического катализатора"). В последнем варианте хемоионизация происходит при столкновениях двух оптически возбужденных атомов: атома "катализатора" и атома одного из изотопов. Интерес к подобным процессам применительно к проблеме разделения изотопов в настоящее время связан с целым рядом обстоятельств. Так сечения фотовозбуждения атома на много порядков больше сечения его фотоионизации и мощность излучения на этапе ионизации атома должна заметно превышать мощность оптического возбуждения на первом этапе лазерного разделения. В результате этого КПД установки уменьшается. Кроме того, в результате процесса фотоионизации возбужденного атома образуются атомарные ионы, которые могут затем эффективно перезаряжаться на нейтральных атомах, что уменьшает селективность отбора изотопов из газовой смеси. Это приводит к необходимости работы при пониженных давлениях и, как следствие, к уменьшению производительности метода. Последнее обстоятельство оказывается малосущественным в том случае, когда в реакции хемоионизации образуются молекулярные ионы.

13.3 Кинетика ионизационных процессов в слабоионизированной фоторезонансной плазме

В ряде работ по физике низкотемпературной плазмы, выполненных до начала 80-х годов делались попытки выявить роль ассоциативной ионизации в кинетике ионизационных и рекомбинационных процессов, ее влияние на распределение атомов по возбужденным состояниям. Однако они не приводили к заметному успеху из-за отсутствия надежных данных для констант скоростей реакций. Кроме того, необходимость учета дополнительных процессов приводила к усложнению исходных уравнений, что затрудняло получение достаточно точных аналитических решений. В настоящее время такие расчеты становятся возможными. Заметим, что влияние процесса диссоциативной рекомбинации (ДР) может уменьшить роль АИ в кинетике ионизации. При температуре нормальной компоненты плазмы $T_a = 1000$ К эффективно происходит термическая диссоциация молекулярных щелочных ионов, и их роль в кинетике рекомбинации невелика.

Рассмотрим в рамках столкновительно-излучательной модели кинетику ударно - радиационной и ассоциативной ионизации в неравновесной фоторезонансной плазме цезия с $N_e > 10^{11}$ см⁻³, $T_e = 1500 - 3000$ К. Наиболее полный на сегодняшний день набор экспериментальных данных по АИ опубликован для цезия. На рис. 15.5 приведен диапазон параметров плазмы (фоторезонансной плазмы), при которых отношение χ скорости АИ при парных столкновениях атомов в нижних возбужденных состояниях к скорости ударно - радиационной ионизации равно единице. Из данных рисунка видно, что существует достаточно широкий диапазон параметров низкотемпературной плазмы, когда АИ вносит главный вклад в ионизацию. При $N_0 = 10^{16}$ см⁻³, $T_e > 103$ К, $N_e < 10^{13}$ см⁻³, $T_e < 2500$ К скорость АИ превышает скорость ударно-радиационной ионизации на 1 - 2 порядка. Проведенный анализ показал также, что результирующая скорость ионизации в этих условиях за счет реакций АИ с участием ридберговских атомов возрастает более чем в два раза.

Рисунок 13.6

Подпись к рисунку 13.6

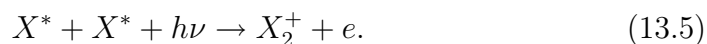
Соотношение между скоростями ассоциативной и ударно -

радиационной ионизации в цезиевой фотоплазме. По оси ординат отложена величина степени ионизации в фотоплазме.

1 – $T_a = 500\text{ K}$, $N_e = 10^{14}\text{ см}^{-3}$; 2 – $T_a = 500\text{ K}$, $N_e = 10^{12}\text{ см}^{-3}$;
3 – $T_a = 1500\text{ K}$, $N_e = 10^{12}\text{ см}^{-3}$. T_a и T_e – температуры нейтральной и электронной компонент фотоплазмы соответственно. Область параметров, где $\chi > 1$, лежит ниже соответствующих кривых.

В общем случае в балансе N_e наряду с образованием молекулярных ионов следует учитывать обратный процесс диссоциативной рекомбинации. Выше мы привели диапазон условий в щелочной плазме, в котором роль процессов ДР мала. Второй предельный случай, где рекомбинация не компенсирует АИ, реализуется, когда гибель заряженных частиц контролируется процессами диффузии. Таким образом, существует достаточно широкая область параметров щелочной низкотемпературной плазмы, в которой АИ дает существенный вклад в ионизацию. Единственное ограничение, необходимое при использовании данных рисунка 13.5 во время проведения соответствующих оценок в условиях фотоплазмы, – это максвелловский характер функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ). В области концентраций нормальных щелочных атомов $N_0 < 10^{13}\text{ см}^{-3}$ максвеллизация ФРЭЭ может происходить за счет добавления в рабочий объем буферного газа.

При мощностях облучения, превышающих необходимые для насыщения резонансного перехода ($I > 10^3\text{ Вт/см}^2$), открываются дополнительные каналы первичной ионизации, обусловленные процессами резонансных радиационных столкновений – лазерно-стимулированными процессами ионизации типа:

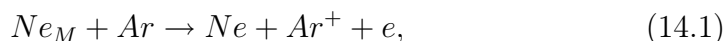


Однако, процессы АИ и лазерно-индуцированные процессы ионизации могут непосредственно разделяться при вариации условий возбуждения. При сфокусированном излучении с частотой, соответствовавшей резонансному переходу в натрии, доминирующим процессом ионизации является процесс АИ с участием резонансно-возбужденных атомов. Возникновение атомарных ионов связывается с фотоионизацией Na или лазерно-индуцированной пеннинговской ионизацией. При сфокусированном излучении ($I \sim 3 \cdot 10^7\text{ Вт/см}^2$) наблюдается широкий спектр лазерно-индуцированных столкновений и различных процессов ассоциативной ионизации. При плотности облучения меньше $5 \cdot 10^3\text{ Вт/см}^2$ (квадратичная за-

зависимость ионного тока от мощности) основным каналом ионизации становится ассоциативная ионизация. При больших плотностях облучения - основной канал образования Na_2^+ и Na^+ - лазерно-индуцированные процессы ионизации. Интересно отметить, что при плотностях мощностью облучения $I > 6 \cdot 10^3$ Вт/см² достигалось насыщение сигнала атомной резонансной флуоресценции (насыщение резонансного перехода); в то же время ионный ток продолжал расти благодаря лазерно-индуцированным процессам.

Оптоэлектрический эффект в низкотемпературной плазме и методы резонансной ионизационной спектроскопии

Оптические способы диагностики плазмы методами абсорбционной спектроскопии основаны на анализе резонансного поглощения света от внешнего источника на частотах оптических переходов в атомах и молекулах. Корректное применение такой методики предполагают, что в этом случае взаимодействие излучения и поглощающей среды не влияет заметным образом на макроскопические электрические параметры среды. Альтернативный случай реализуемый при достаточно больших интенсивностях диагностирующего излучения в литературе носит название оптогальванического (ОГЭ) или оптоэлектрического эффектов либо просто эффекта усиления ионизации. Суть эффекта заключается в том, что поглощение света приводит к изменениям относительной заселенности возбужденных нейтральных частиц в свою очередь приводящими к изменениям макроскопических электрокинетических параметров плазмы. Классическим примером ОГ - эффекта может служить эффект Пеннинга в плазме инертных газов.



где Ne_M - метастабильный атом неона. Наиболее распространенный объект практического применения оптогальванического эффекта - газоразрядная плазма при регистрации ОГЭ по изменению тока или напряжения во внешней электрической цепи разряда. При разрушении метастабильных атомов за счет ступенчатого оптического возбуждения верхних

возбужденных состояний атома неона эффективность ионизационного канала (14.1) уменьшается и напряжение на разрядной трубке (при этом же токе разряда) возрастало. Подобный же эффект наблюдался и для случая разряда в чистом неоне без примеси аргона, что в литературе связывается с уменьшением эффективного канала ступенчатой ионизации:



Наиболее распространенный объект практического применения оптогальванического эффекта - газоразрядная плазма при регистрации ОГЭ по изменению тока или напряжения во внешней электрической цепи разряда.

В настоящее время интерес к практическому применению ОГЭ связан с развитием техники перестраиваемых лазеров позволяющим использовать в качестве оптически возбужденных объектов практически все атомы Периодической таблицы Менделеева. В качестве примеров приведем некоторые наиболее известные применения ОГЭ.

1. Атомная спектроскопия. Идентифицированы более шестисот возбужденных состояний атома *Ba* в диапазоне главных квантовых чисел $n \leq 45$, при разрешении такой структуры состояний с $n \leq 25$. Обнаружена существенно немонотонная зависимость величины квантового дефекта $\Delta n(n)$ для 2D -серий атома *Cs*. Исследованы изотопические сдвиги изотопов щелочных атомов, а также атомов и ионов *Sr*, исследованы спектры урана U^{235} .
2. Молекулярная спектроскопия. Исследованы процессы преддиссоциации радикалов *НСО*. При этом чувствительность ОГ метода в 10^5 раз оказалась выше классических абсорбционных методик. Впервые идентифицирован ряд молекулярных полос молекулы N_2 .
3. Детектирование излучения и стабилизация частоты лазеров.
4. Исследование элементарных процессов. Исследованы процессы образования отрицательных ионов при столкновениях возбужденных атомов *Na* с молекулами O_2 , SF_6 , CH_3Br , CCl_2 , F_2 . Исследованы процессы двухфотонной диссоциации и лазерно - индуцированных столкновениях. Исследование ударного уширения и сдвига линий и др.

5. Диагностика плазмы. Определение плотности отрицательных ионов по фотоотрыву внешнего электрона. При этом изменение электронной плотности соответствует изменению концентрации отрицательных ионов.

$$\Delta N_e(t) + N^-(t) = N_0^-, \quad (14.3)$$

где ΔN_e - изменение концентрации электронов при импульсном облучении, N_0^- - стационарная плотность отрицательных ионов. Методика основана на том обстоятельстве, что $\Delta N_e(t)$ определяется независимо СВЧ методами, а значение N_0^- и $N^-(t)$ можно связать друг с другом через сечение фотоотрыва и интенсивность излучения.

6. Количественный анализ состава вещества в газовой среде, разделение изотопов. Регистрация продуктов плазмохимических реакций.
7. Охлаждение газоразрядной плазмы при поглощении резонансного излучения приводящего к изменению электронных концентраций и температуры. Перспективность использования ОГ методов связана прежде всего по литературным данным с высокой чувствительностью и хорошему отношению сигнал/шум. При этом ОГ спектроскопия может применяться на основе как тлеющего разряда, так и высокочастотного безэлектродного разряда, а также в условиях термического возбуждения атомов и молекул (в пламенах). В качестве примера, рассмотрим оптогальванический эффект в условиях тлеющего разряда.

14.1 Оптогальванический эффект на основе тлеющего разряда

Типичные условия: Область оптического возбуждения - положительный столб разряда, давление газа 0,1 – 5 мм.рт.ст., напряжение источника постоянного тока $10^2 - 10^3$ В, разрядный ток 1 – 10 мА, балластное (измерительное) сопротивление 1 – 10^2 кОм. При мощности излучения 10^{-1} Вт, величина ОГ сигнала порядка 10^{-2} В. Из закона Ома в интегральной форме для замкнутой цепи следует выражение для тока i :

$$i = \frac{\varepsilon}{R_b + R_i + R_r}, \quad (14.4)$$

где ε - ЭДС источника напряжения, R_b, R_i, R_r - сопротивления внешней цепи, источника напряжения и сопротивление разряда. Из двух возможных типов тлеющего разряда нормального и аномального, для определенности выберем случай нормального, когда анодное и катодное падения напряжения не меняются с изменением разрядного тока. Запишем выражение для падения напряжения на разрядном промежутке V :

$$V = V_a + V_k + EL, \quad (14.5)$$

где V_a и V_k - анодное и катодное падение напряжения, E и L соответственно напряженность электрического поля и длина положительного столба. Поскольку в случае "нормального" разряда V_a и V_k не меняются с изменением разрядного тока, выражение (14.4) принимает вид:

$$i = \frac{V_1 - EL}{R_1} \quad (14.6)$$

Здесь $V_1 = \varepsilon - V_a - V_k$; $R_1 = R_b + R_i$; $V_1 - EL = \varepsilon - V = \varepsilon - iR_r$. выражение для светоиндуцированных изменений i и E связаны соотношением:

$$\Delta i = -\frac{L}{R_1} \Delta E, \quad (14.7)$$

При условии, что $R_i \ll R_b$, $R_1 \approx R_b \approx z$, имеем:

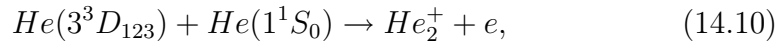
$$\Delta i = -\frac{L}{z} \Delta E, \quad (14.8)$$

т.е. при малых возмущениях зависимость Δi от ΔE носит линейный характер, как и в случае аномального тлеющего разряда. Выражение для светоиндуцированного изменения макроскопических характеристик положительного столба разряда должно включать выражения для заселенностей всех учитываемых в модели возбужденных состояний, число переходов между состояниями индуцированных излучением в результате атом - атомных и электрон - атомных столкновений, скорости ступенчатой ионизации возбужденных атомов при электронном ударе, эффективные вероятности спонтанных и вынужденных переходов между уровнями, а для метастабильных состояний также и время диффузионного ухода на стенку разрядной трубки. При этом предполагается, что

степень возбуждения частиц в плазме невелика, т.е. суммарная концентрация возбужденных атомов много меньше концентрации нормальных. Температуры и концентрации электронов находятся из уравнений соответствующих балансов. Локальный закон Ома для положительного столба имеет вид:

$$i = \sigma E, \quad (14.9)$$

где $\sigma(T_e, n_e)$ - проводимость плазмы. Математические трудности решения такой сложной системы уравнений общеизвестны. Однако, для случая малых величин стационарного ОГ - эффекта существует простое аналитическое его описание в предположении, что величина ОГ - эффекта линейно зависит от числа поглощенных первичных фотонов. Например, в случае гелиевой плазмы возбуждаемой излучением $\lambda = 587,6$ нм в режиме далеко от насыщения, на переходе $2^3P \rightarrow 3^3D$ из метастабильных 3^3P состояний. В условиях эксперимента это условие нарушается при насыщении оптического перехода, когда $\Delta i/i$ существенно превышает доли процента. Каналом ионизации индуцированным поглощением фотоне служит реакция ассоциативной ионизации:



а "эффективность" процесса определяется соотношением скоростей радиационного распада $He(3^3D_{123})$ возбужденного состояния и процесса (14.10).

14.2 Резонансная ионизационная спектроскопия

Рассмотрим возможность использования процессов хемоионизации в методах резонансной ионизационной спектроскопии. Под этим термином понимается комплекс процессов и приемов, направленных на решение конкретных прикладных задач, например детектирование отдельных атомов и молекул или лазерное разделение изотопов. Метод предполагает, что возбужденные частицы конвертируются в атомарные или молекулярные ионы, в частности, по каналам хемоионизации. Практически те же механизмы резонансной ионизационной спектроскопии применительно к условиям низкотемпературной плазмы носят название оптогальва-

нического и оптоэлектрического эффектов, проявляющихся в изменении ионизационных, электрических и колебательных свойств плазмы. Методами оптогальваники в настоящее время получают информацию о продуктах плазмохимических реакций, их используют в спектроаналитических целях, а также - как детекторы лазерного излучения. Сюда же относится и специфический случай светоиндуцированного тока в разреженной газе, когда в результате поглощения монохроматического излучения благодаря эффекту Доплера образующиеся возбужденные частицы обладают направленной скоростью. В этих условиях для наблюдения оптогальванического эффекта (индуцированного светом тока) нет необходимости прикладывать к промежутку с парами внешнюю разность потенциалов.

Под термином резонансная ионизационная спектроскопия (РИС) понимается комплекс процессов и приемов, либо направленных на решение конкретных прикладных задач, например, детектирование отдельных атомов и молекул, либо используемых для получения сред, обладающих новыми полезными свойствами: бестоковая фотоплазма. Основопологающая концепция РИС основана на общепринятом в настоящее время мнении о том, что ток заряженных частиц может быть измерен относительно просто с высокой чувствительностью. В рамках метода процедура определения концентрации нормальных и возбужденных атомов и молекул, числа поглощенных квантов света сведена к измерению заряженных частиц, образующихся при взаимодействии возбужденных атомов с атомами (молекулами) или фотонами. Для названных выше целей удобно пользоваться РИС насыщения, предполагающей, что резонансно - возбужденные частицы, прежде чем они девозбудятся поканалам тушения возбуждения, конвертируются в атомарные или молекулярные ионы. Ионизацию при столкновении возбужденных атомов с атомами и фотонами можно использовать при решении широкого круга задач как практических, так и чисто исследовательского характера.

Для определения абсолютной концентрации метастабильных атомов гелия эти методы были применены в 1975 г. Пучком ускоренных протонов, создаваемых ускорителем Ван-дер-Граафа, возбуждалась группа нижележащих состояний гелия, включая метастабильные. Возбужденную среду облучали лазерным излучением с длиной волны λ , подобранной таким образом, чтобы выполнялось условие резонанса между энергией кванта и энергией оптического перехода из метастабильного 2^1S в верхнее промежуточное состояние. Это последнее затем фотоионизова-

лось в режиме насыщения светом той же длины волны $\lambda = 501,5$ нм.

Для того чтобы единым образом представить все возможные варианты РИС, используем условные обозначения типа

$$He[\nu_1, \nu_2, e^-]He^+, He[\nu_1, He e^-]He_2^+,$$

которые соответствуют двум разобранным выше схемам: возбуждение плюс фотоионизация с образованием электрона и атомарного иона и возбуждение плюс АИ при столкновениях с нормальными атомами. Запись типа $X[\nu_1, \nu_2, \nu_3, Ee^-]X^+$, например, соответствует процессу трехступенчатого возбуждения ридберговских состояний атома с последующей их ионизацией в электрическом поле. Символ 2ν отвечает возбуждению с удвоением частоты излучения источника света, а $\nu_1\nu_1$ - двухфотонному возбуждению. Такая классификация РИС-насыщения с учетом возможностей лазерной техники, доступной широкому кругу исследователей, приведена в таблице 14.1. Предполагается, что перестраиваемый лазер на красителях может обеспечивать мощность излучения, достаточную для насыщения канала фотоионизации в диапазоне $\lambda = 380 \pm 750$ нм, и частота его может быть удвоена ($\lambda = 217 \pm 360$ нм). Применение эксимерных ультрафиолетовых лазеров приводит к увеличению числа возможных вариантов метода РИС. Приведенные в таблице варианты позволяют детектировать практически все невозбужденные атомы периодической системы (исключая He, F, Ne, Ar), используя РИС - насыщение по каналу фотоионизации. РИС - насыщения по каналу атомно - атомных столкновений и ионизации электрическим полем должна использовать атомы в ридберговских состояниях. Реализация этих систем, разумеется, требует проведения предварительных количественных расчетов, использующих данные об эффективном сечении процессов, вероятности оптических переходов и времени жизни для возбужденных атомов. Применение перестраиваемых лазеров с улучшенными характеристиками (полуширина линии генерации $\Delta\lambda = 10 \sim 3$ нм, плотность потока излучения 10^4 Вт/см², длительность импульса порядка 10^{-9} с) приводит к заметному упрощению соответствующих экспериментов. Так, узкая линия генерации уже при сравнительно невысоких значениях плотности потока излучения позволяет осуществить режим насыщения связанно - связанного резонансного перехода за время порядка 10^{-9} с. В свою очередь, сокращение длительности импульса генерации позволяет пренебречь спонтанной эмиссией и свести к минимуму эффекты тушения. Все это повышает селективность методов РИС. В области длин волн $\lambda < 217$ нм ($h\nu > 5,6$

эВ) удобно использовать двухфотонное возбуждение промежуточных состояний.

Символ	N	Символ	N	Канал насыщения
$X[\nu_1, \nu_1 e^-]X^+$	2	$X[\nu_1, \nu_2, Xe^-]X_2^+$	3	Ассоциативная ионизация
$X[2\nu_1, \nu_1 e^-]X^+$	2	$X[\nu_1, \nu_2, Ye^-]X^+$	3	Процесс Пеннинга
$X[\nu_1, \nu_2, \nu e^-]X^+$	3	$X[\nu_1, \nu_2, Ye^-](X^+Y)^+$	3	Ассоциативная ионизация
$X[2\nu_1, \nu_2, \nu e^-]X^+$	3	$X[\nu_1, \nu_2, M^-]X^+$	3	Ионизация при столкновениях с электро - отрицательными молекулами
$X[\nu_1, \nu_1, \nu e^-]X^+$	3	$X[\nu_1, \nu_2, Ee^-]X^+$	3	Ионизация внешним электрическим полем

Таблица 14.1. Возможные схемы РИС-экспериментов по обнаружению нормальных атомов (N - число ступеней процесса)

Практически те же механизмы РИС, применительно к условиям низкотемпературной плазмы, получили название оптогальванического и оптоэлектрического метода. Под этим понимается проявление влияния лазерного излучения на ионизационные, электрические и колебательные свойства плазмы. Способами оптогальваники в настоящее время получают информацию о продуктах плазмохимических реакций, их используют в спектроаналитических целях, а также как детекторы лазерного излучения. Радиационное возбуждение частиц в низкотемпературной плазме приводит к увеличению относительной доли ступенчатых процессов, уменьшению температуры электронов и изменению электрического поля в плазме. Последнее связано с уменьшением T_e и увеличением эффективности канала сверхупругого разогрева электронов. Существенную роль в процессе лазерного охлаждения плазмы могут играть метастабильные атомы. Высокая предельная чувствительность и временное разрешение РИС - методов открывают возможности проведения большого числа прецизионных и относительно простых экспериментов по детектированию

продуктов распада нестабильных ядер (в процессе спонтанного распада изотопа ^{252}Cf , например, образуется атом ^{133}Cs); получению информации о процессах переноса, происходящих в толще земной атмосферы, мирового океана и почве; космохронологии; детектированию одиночных атомов, ионов, молекул и свободных радикалов.

15. Законы подобия

Если еще сравнительно недавно (шестидесятые годы прошлого столетия) "подобными" назывались разряды в одно и том же газе с одинаковыми электродами. В обоих случаях соответствующие линейные размеры L и средние длины свободного пробега электронов λ отличаются на одинаковый множитель " a " ($L_1 = aL_2, \lambda_1 = a\lambda_2,$) в предположении температуры газа $T_1 = T_2$. Разность потенциалов между соответствующими точками обоих разрядных устройств (включая электроды) одинакова. Как следствие принятых предположений в соответствующих точках также одинаковы и токи. Такая достаточно упрощенная модель тем не менее позволяет делать полезные оценки.

Классическая трактовка закона подобия интересна тем, что позволяет разделить элементарные процессы, разрешенные и запрещенные законом подобия, по тому, согласуются ли скорости этих процессов с соотношениями подобия, при которых геометрические размеры разрядов (размеры разрядной трубки, длина свободного пробега частиц, линейные масштабы) различаются на множитель a при одинаковой температуре газа. Строго говоря последнее предположение требует дополнительного обсуждения, обусловленного зависимостью коэффициента теплопроводности газа от температуры. Легко показать, что в условиях подобия скорость элементарного процесса в разрядах 1 и 2 связаны соотношением:

$$\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_1 = \frac{1}{a^3} \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_2, \quad (15.1)$$

где $(\partial N/\partial t)$ - изменение числа частиц данного сорта в см^{-3} за одну секунду. (см. таблицу 15.1)

	Разрешенные процессы	Запрещенные процессы
В газовой фазе	Ионизация и возбуждение при однократном соударении. Процесс Пеннинга. Дрейф. Диффузия. Перезарядка. Ион-ионная рекомбинация. Химические реакции при условии, что общее число частиц не меняется. Прилипание и отрыв электронов.	Все типы ступенчатых ионизаций. Соударения 2-ого рода (за исключением процесса Пеннинга). Все типы рекомбинаций (за исключением ион-ионной). Процессы переноса излучения в оптически плотных средах.
На стенках	Вторичная эмиссия под воздействием ионов, электронов, нерезонансных фотонов, метастабильных атомов, быстрых нейтралей.	Автоэлектронная эмиссия.

Таблица 15.1

Разрешенные и запрещенные процессы в рамках закона подобия

С течением времени понятие "подобия" газовых разрядов несколько раз трансформировалось. Если ранее под подобными разрядами понимали разряды в одном и том же газе при одинаковом токе разряда и напряжении на электродах из одного и того же материала, то сегодня принцип подобия соотносится к положительному столбу разряда. В последнем случае под подобием понимают уменьшение числа внешних параметров и переменных необходимых для полного описания плазмы положительного столба. Так для случая плазмы разряда постоянного тока в однородном газе его основные электрокинетические характеристики $F(v, t)$ - функции распределения электронов по скоростям, p - давление газа, $\langle E \rangle$ - средняя энергия электронов плазмы, N_e/p - степень ионизации, RE - произведение радиуса разрядной трубки на напряженность электрического поля инварианты и определяются вместо трех внешних параметров I - силы тока, p - давлением газа, R - радиуса разрядной трубки их двумя комбинациями pR и I/R . Область разрядных условий, в которых выполняются "классические" законы подобия определяется областью применимости диффузионной теории положительного столба разряда. Границы этой области зависят от рода газа, в котором осуществляется разряд.

Рисунок 15.1

Подпись к рисунку 15.1

Область применимости диффузионной теории положительного столба
разряда в неоне при средних давлениях

Например, на рисунке 15.1 представлена область применимости диффузионной теории положительного столба в неоне при средних давлениях. Разряды с одинаковыми pR и I/R называются подобными. В последнее время такой подход был распространен и на случай смеси легкоионизируемой добавки и буферного газа. Функциональные особенности этих двух газовых компонент могут при определенных условиях разделены таким образом, что первый отвечает за возбуждение, ионизацию и процессы излучения, а второй отвечает за процессы переноса. В этом случае возникает новый параметр подобия IRN_0^2 . Как результат, внутренние характеристики плазмы положительного столба разряда в смеси буферного газа и легкоионизируемой присадки с концентрацией N_0 такие, как $F(v, t)/N_0$, RE с учетом начальных и граничных условий становятся функцией четырех комбинаций внешних переменных:

$$\alpha_1 = NN_0R^2, \alpha_2 = IRN^2, \varrho = \frac{r}{R}, \tau = N_0t. \quad (15.2)$$

Здесь N - концентрация буферного газа, r - относительное значение радиальной координаты, t - время.

При выводе соотношений (15.2) были приняты некоторые допущения о эффективности ступенчатого заселения возбужденных состояний примесных атомов, вытекающие из анализа реально встречающихся ситуаций. Подобие электрокинетических характеристик может приводить к соотношениям подобия и для оптических характеристик положительного столба в предположении, что вероятность радиационного разрушения рассматриваемого уровня много больше частоты изменения разрядного тока, и безызлучательными процессами тушения излучения можно пренебречь.

Газовый разряд в смеси легкоионизируемых элементов с буферными газами, наиболее хорошо изученным представителем которого является разряд в смеси паров ртути с инертными газами, занимает особое место среди газовых разрядов низкого давления. Причина этого заключается в том, что в широком диапазоне разрядных условий легкоионизируемая добавка определяет процессы ионизации, излучение и энергетические потери электронов в положительном столбе, а буферный газ отвечает только

за процессы переноса частиц (за исключением фотонов) в объеме плазмы.

С одной стороны, это "разделение ролей" позволяет варьированием условий разряда изменять существенно одни характеристики положительного столба без заметного влияния на другие, с другой стороны, превалирование неупругих потерь, связанных с атомами легкоионизируемой добавки, в балансе энергии электронов дает возможность эффективно преобразовывать электрическую энергию в излучение. В случае разряда в смеси паров ртути с инертными газами отмеченные свойства плазмы позволили выбрать условия, в которых основная доля энергии электронов расходуется на возбуждение резонансного излучения ртути, что крайне важно для создания эффективных источников оптического излучения - ртутных люминесцентных ламп.

Число рассматриваемых разрядов, наряду с разрядом в парах ртути с инертными газами, включает разряды низкого давления в смесях паров ряда металлов с инертными газами (потенциалы ионизации атомов металлов, как правило, заметно меньше потенциалов ионизации атомов инертных газов), и, прежде всего, с атомами металлов, имеющих сходную с ртутной электронную оболочку (цинк, кадмий), а также с атомами других металлов (натрий, калий, цезий, рубидий, таллий и др.), в которых удастся подобрать разрядные условия, обеспечивающие превалирование в балансе энергии электронов потерь энергии на возбуждение и ионизацию атомов металла. Легкоионизируемая добавка может быть в принципе и молекулярной.

Классические законы подобия справедливы и для разрядов в смеси легкоионизируемой добавки с буферными газами. Однако, это приводит к интересному и весьма неочевидному следствию возникновению новых законов подобия для характеристик положительного столба разряда в смеси легкоионизируемой добавки и буферного газа.

Во всех случаях при отсутствии ступенчатых процессов распределение электронов по энергии предполагается одинаковым. В случае высокочастотных разрядов классический принцип подобия определяет разряды как подобные, если в дополнение к стандартному соотношению геометрических размеров и длин свободного пробега на величину "а" предполагается одинаковая функция распределения электронов по энергии в коррелирующих между собой точках в ионизованном газе. При этом электрокинетические параметры плазмы задаются равенством трех комбинаций инвариантов pd , E/p , и f/p , где f - частота переменного элек-

ромагнитного поля. Несколько слов о применимости закона подобия в полностью ионизованных газах что отвечает ситуации в установках термоядерного синтеза. При отсутствии неустойчивостей плазменного шнура в установках типа "Токомак" также могут существовать инварианты - параметры подобия.

15.1 Законы подобия для положительного столба разряда в смесях инертных газов с легкоионизируемыми добавками

Законы подобия в этих случаях могут быть получены из непосредственного рассмотрения уравнений плазмы путем поиска в них инвариантных комбинаций из внешних параметров и переменных и внутренних характеристик положительного столба. Основными предположениями, которые необходимо сделать для получения новых законов подобия, являются следующие:

- ионизируются и возбуждаются только атомы легкоионизируемой добавки;
- атомы буферного газа определяют процессы переноса частиц в объеме плазмы и не участвуют в процессах потери энергии электронами;
- распределение электронов по скоростям близко к сферически симметричному;
- частота изменения разрядных условий во времени (в случае нестационарного разряда) много меньше частоты упругих соударений электронов с атомами буферного газа ν_a .

Первые два предположения вполне понятны и отражают различную роль атомов легкоионизируемой добавки и атомов буферного газа в рассматриваемой плазме. Третье и четвертое условия связаны с методикой разложения функции распределения электронов по скоростям по полиномам Лежандра, используемой при анализе. Сделанные предположения справедливы в широком диапазоне разрядных условий, в частности, они

хорошо выполняются в плазме ртутных люминесцентных ламп до частот $\nu \leq 10^8 \text{ с}^{-1}$.

Будем пренебрегать также образованием молекулярных ионов. Как показывают оценки, возникновением молекулярных ионов, например, при парных столкновениях возбужденных атомов ртути можно пренебречь из-за большой скорости диссоциативной рекомбинации, приводящей к весьма малым концентрациям молекулярных ионов в положительном столбе.

Для инвариантности основного уравнения, используемого при анализе свойств плазмы - кинетического уравнения для функции распределения плазменных электронов по скоростям, а также уравнения баланса для плотности электронов, как показывает анализ, требуются инвариантности относительных концентраций атомов основного (буферного) газа в состояниях "K" и концентрации атомов легкоионизируемой добавки в основном состоянии N_o , т.е. N_k/N_o .

Как правило в условиях положительного столба слаботочного разряда низкого давления в рассмотрение включаются лишь резонансные и метастабильные состояния, играющие основную роль в кинетике ионизации.

16. Энергетическая проблема

Энергетическая проблема в целом и проблемы возобновляемых источников энергии вышли сегодня на первый план в обеспечении жизнедеятельности человека. К невозобновляемым источникам энергии относятся нефть, газ, уголь, уран. Оценки проводимые сверху показывают следующее распределение этих источников в суммарной энергии производимым сегодня мировым сообществом за 1 год: нефть - $4,2 \cdot 10^{13}$ квт, газ - $2,3 \cdot 10^{13}$ квт, уголь - $2,8 \cdot 10^{13}$ квт, атомные станции - $0,3 \cdot 10^{13}$ квт. Эти ресурсы (данные приведены без учета России) обеспечивают порядка 90% потребляемой энергии. Остальные десять процентов получаются за счет гидростанций, сжигания древесины и других видов биотоплива. Пятнадцать процентов от общей цифры идет на выработку электроэнергии. В развитых странах электроэнергия примерна в равных долях тратится: в промышленности, на транспортные издержки, на поддержание жизнедеятельности человека. Основные потребители электроэнергии США (30%) и объединенная Европа (20%). При сравнимых объемах производства США тратит больше энергии из-за неразвитого общественного транспорта, не энергосберегающего домостроительства, при том, что в США производится 10% мировой добычи нефти, 24% - газа, 26% угля. Что же касается Европы, то она в основном тратит на свои нужды Российский газ и ближневосточную нефть. Прогнозы на будущее (хотя многие данные по понятным причинам общественности недоступны) следующие. В горнодобывающей промышленности существует понятие "гигантское" месторождение, как обеспечивающее полугодовое мировое потребление данного ресурса. Так вот за последние 25 лет (на уровне 2000 г) ни одно "гигантское" месторождение не было открыто. При современных темпах роста энергозатрат запасов нефти хватит на 40-50 лет (это без учетов возможностей шельфов Северного Ледовитого океана); газа - на 60-80 лет, угля - на 200-250 лет. Россия сегодня (по сообщениям

в открытой печати) добывает 10% мировой добычи нефти, 20% - газа, 5% угля. Несмотря на то, что по тем же оценкам России нефти хватит на 40 лет, газа - на 80 лет из которых заметная часть поставляется за рубеж в сегодняшней России невелика эффективность энергозатрат. Так на получение тысячи долларов валового дохода в России тратится 70 ГДж, в США -14 ГДж, в Европе 14 ГДж. По доле в мировом производстве (на уровне 2000 г) атомной энергии Россия уступает Японии в три раза, а Франции в шесть раз. Заметим, что одно из объяснений глобального потепления климата связано с увеличением содержания в атмосфере углекислого газа в результате использования топлив на основе нефти.

Возобновляемые источники энергии: солнечные батареи, гидростанции, ветряные двигатели, биотопливо. В виду практической неисчерпаемости мирового океана, по-видимому, сюда же можно причислить и водородное топливо. Но прежде всего в качестве источника возобновляемой энергии обычно рассматривают Солнце. Сегодня вклад электроэнергии получаемой за счет солнечных батарей составляет не более 0,5% от энергии всех возобновляемых источников. Хотя сегодня стоимость таких полупромышленных солнечных батарей высока, по прогнозу к 2030 году эти цены сравняются с ценами существующих видов топлив. Это связано с заменой монокристаллов *Si* как основного элемента солнечных батарей, на гибкую пленку с примесями *ZnO*, *Al*, *Gd*, *CdS*, *Cu(InGa)*. Сегодня стандартный размер энергоблока в земных условиях 1,2 м на 0,6 м. Сегодня дефицит энергии испытывают многие страны мира при том, что более миллиарда человек отапливают свои дома дровами.

Несколько слов о водородном топливе, как одном из альтернативных видах топлива. В Исландии, например, на этом виде топлива работает городской транспорт. Несмотря на то, что широкое использование энергетики на базе водорода, планировалось ранее на первую четверть 21 века, в той же Исландии считают, что это окажется возможным не ранее середины столетия. Сегодня около 90% производства водорода используется в химической промышленности и в процессе переработки нефти. Продуктом сгорания водорода в кислороде является перегретый пар - рабочее тело современных тепловых энергетических установок. При этом в будущем вместо процесса разложения воды возможно использование для первоначального получения водорода возможно использование установок прямого преобразования энергии типа электрохимических (плазменных) генераторов. Основное достоинство подобной методики состоит в большой скорости протекания атомно - молекулярных процессов в усло-

виях низкотемпературной неравновесной плазмы повышенного давления с типичными плазменными параметрами: $T_e \approx 1,5$ эВ, $N_e \approx 3 \cdot 10^{12}$ см⁻³, $T_e \cdot T_0^{-1} \approx 10 \div 40$.

Сегодня в мировой практике начала проявляться еще одна тенденция получения альтернативного топлива - биологического дизельного топлива. В Европе биотопливо производят в основном из рапса, где под эти цели отведено 12 млн. гектаров. Россия в этом отношении отстают от других развитых стран, включая США.

Заключение

Несмотря на большой объем исследований по физике низкотемпературной плазмы, выполненных за последние десятилетия в России и зарубежом, ряд физических проблем ждет своего решения. О некоторых из них будет сказано ниже. Это вопросы, связанные с неустойчивостью и строгой теорией области отрицательного свечения тлеющего разряда, микро-разряды при атмосферных давлениях, процессами в сильноточных вакуумных дугах. Это оптические свойства неидеальной плазмы, процессы в катодных пятках, взрывной механизм эмиссии электронов в наносекундном диапазоне. Это проблемы, напрямую связанные с технологией лазерной обработки материала, стимулированием физико - химических реакций на поверхности твердого тела; исследования плазмы разряда в жидкости. Возможности высоковольтной изоляции напрямую связаны с исследованиями предпробойных процессов в электроотрицательных газах, предшествующих зажиганию коронного и искрового разрядов. Искровые разряды находят применение в сильноточной электронике, высоковольтной импульсной технике, но до сих пор не получили своего объяснения на количественном уровне, например, процессы зажигания короны в широком диапазоне частот электромагнитного поля. В то же время на основе искровых разрядов сегодня решаются и многие проблемы коммутации импульсных токов в наносекундном временном диапазоне, проблемы "скользящих" разрядов по поверхности диэлектрика в лазерах, работающих при атмосферных давлениях. В пучковой плазме, образующейся в газе под действием на него пучка быстрых электронов, плазменные параметры определяются процессом коллективного взаимодействия моноэнергетический электронный пучок - плазма, до сих пор отсутствует на количественном уровне модель такой плазмы в молекулярных газах. Приведем несколько наиболее значимых на сегодня вариантов технологических применений низкотемпературной неравновесной

плазмы.

1. Генераторы НТП, использующие в качестве рабочего тела широкий спектр инертных и химически активных газов, с временным ресурсом работы порядка 10^3 часов при давлении до десятков атмосфер и выходной мощности до десятков мегаватт. В качестве механизмов получения плазмы применяются: дуговой разряд, ВЧ и СВЧ разряды, оптический (лазерный) разряд. Различные технологические варианты плазматронов нашли применение для резки и плазменной обработки материалов.
2. Термоэмиссионные преобразователи энергии - ТЭПы, работающие в режиме короткой низкотовольтной дуги в парах щелочных металлов, величина тока в которой определяется термоэмиссионными свойствами катода. Механизм релаксации термоэлектронов определяется процессами электрон-электронных соударений, неупругими электрон-атомными столкновениями и релаксацией на плазменных (Ленгмюровских) колебаниях. Среди других известных сегодня способов преобразования тепловой энергии в электрическую для ТЭП'ов характерна низкая выходная мощность (мощность, приходящаяся на единицу веса энергетической установки. Отсюда, в частности, следует перспективность сочетания ТЭПа и ядерного реактор космического корабля. Основная проблема - поиск новых термически стойких материалов электродов.
3. В магнитогидродинамических преобразователях тепловой энергии в электрическую - МГД генераторах происходит преобразование энергии плазменной струи вытекающей из сопла генератора плазмы со скоростью v , пересекающей силовые линии приложенного постоянного магнитного поля. Возникающая в подобной конфигурации сила Лоренца индуцирует электрическое поле $\vec{E} = \frac{1}{c}[\vec{v}, \vec{H}]$. В итоге в результате эффекта Холла электроды в плазменном канале ориентированные перпендикулярно $\vec{E}$ заряжаются зарядами разного знака. Подобное устройство сочетающее реактивную тягу при вытекании плазменной струи в вакуум и МГД систему преобразования энергии также рассматривается как перспективное в проектах космических аппаратов. Типичные параметры плазмы опытных МГД установок: давление газа порядка 10^2 тор, степень ионизации порядка 10^{-3} , электронная температура порядка 10^3 К. Как

правило, используется плазма продуктов сгорания газообразного, жидкого или твердого топлива с присадками легкоионизируемых примесей. Остающаяся до последнего времени технологическая проблема - быстрая эрозия электродов.

4. Одним из универсальных примеров использования низкотемпературной неравновесной плазмы - получение инверсной заселенностей в лазерных средах. Этот пример будет наглядной демонстрацией той роли, которую элементарные процессы могут играть в физике НТП.

- Исторически первый газовый лазер (1961г.) на смеси гелия и неоне. Механизм создания инверсной заселенности основан на передаче возбуждения от метастабильного атома в плазме газового разряда.
- Эксимерные лазеры на основе эксимерных (возбужденных) молекул, не имеющих устойчивых основных состояний. Эксимерные молекулы образуются либо в плазме импульсного разряда, либо в пучковой плазме. Задействованные при этом элементарные процессы: процессы ионизации в электрон - атомных столкновениях, конверсия атомарных ионов в молекулярные, диссоциативная рекомбинация, образование эксимерных молекул в атом - атомных или атом - молекулярных процессах с участием возбужденных атомов.
- Газодинамические лазеры на углекислом газе. Из источника струя плазмы поступает в сопло, ускоряется и охлаждается. Из-за различия в скорости дезактивации создается инверсная заселенность на колебательно-вращательных переходах в молекуле CO_2 . Газодинамические лазеры, в которых инверсная заселенность создается в рекомбинационном режиме в процессе газодинамического расширения в литературе носят название плазмодинамических. Для случая более плотной плазмы инверсия возникает вследствие различия в скоростях столкновительных процессов в том числе и в потоках плазмы генерируемых воздействием мощного лазерного излучения на твердую мишень.
- Лазеры на ион - ионной рекомбинации.

- Столкновительные процессы в химических лазерах на галогеноводородных молекулах.

Приложения

I. Дебаевское экранирование

Характерные особенности плазмы можно выявить, рассматривая наиболее подвижную электронную компоненту плазмы. При этом разумно предполагать, что положительный заряд равномерно распределен, и электрическое поле внесенного заряда q_0 скомпенсировано полем электронов, которые могут относительно свободно (с учетом столкновений) перемещаться. Такая простая модель плазмы называется *электронным газом*. Поместим точечный заряд q_0 в начало координат. Потенциал, создаваемый этим зарядом в вакууме:

$$\varphi_o(r) = q_o/r. \quad (0.1.1)$$

В плазме наличие такого потенциального поля сказывается на пространственном распределении заряженных частиц и приводит к отклонению от первоначального однородного распределения. Пространственный заряд, индуцируемый в окрестности точечного заряда, вызывает появление добавочного потенциала, который необходимо добавить к первичному потенциалу $\varphi_o(r)$. Данная задача была впервые решена Дебаем и Хюккелем в 1923 г. в связи с теорией экранирования в сильных электролитах. Рассмотрим электронный газ с плотностью n и температурой T_e . Для определения самосогласованного потенциала $\varphi(r)$ надо решить уравнение Пуассона:

$$\nabla^2 \varphi(r) = \Delta \varphi(r) = -4\pi \rho(r), \quad (0.1.2)$$

где $\rho(r)$ - плотность объемного заряда. Плотность объемного заряда может быть представлена через среднее отклонение плотности электронов n' от равновесного значения n следующим образом:

$$\rho(r) = -e\langle n' - n \rangle, \quad (0.1.3)$$

(заряд электрона e берется здесь по модулю, т.е. $e > 0$). В предположении, что электроны описываются статистикой Максвелла-Больцмана, отклонение плотности электронов будет равно:

$$\langle n' - n \rangle = n \exp(e\varphi(r)/(kT_e)) - n = n[\exp(e\varphi(r)/(kT_e)) - 1]. \quad (0.1.4)$$

Если $q_o > 0$, то и $e\varphi(r) > 0$, и плотность электронов увеличивается с приближением к внесенному заряду. Если $q_o < 0$, то $e\varphi(r) < 0$, и плотность электронов уменьшается с приближением к заряду (при этом, очевидно, полагаем, что $\varphi(\infty) = 0$). Физический смысл экспоненциального распределения электронов в потенциальном поле $\varphi(r)$ интуитивно понятен: там, где потенциальная энергия велика, частиц меньше, поскольку не все частицы имеют достаточную энергию для проникновения в такую область. Получаемое уравнение Пуассона,

$$\nabla^2 \varphi(r) = 4\pi en \left[\exp\left(\frac{e\varphi(r)}{kT_e}\right) - 1 \right], \quad (0.1.5)$$

достаточно сложно для решения. Существенно упростить решение данного уравнения можно, вспомнив, что ранее мы ввели понятие "идеальной плазмы". В этом случае потенциальная энергия взаимодействия заряженных частиц должна быть много меньше их кинетической энергии, т.е. $e\varphi(r) \ll kT_e$. Разлагая экспоненту в ряд и оставляя два первых члена разложения, легко получить уравнение:

$$\nabla^2 \varphi(r) = 4\pi ne^2 \frac{\varphi(r)}{kT_e}, \quad (0.1.6)$$

решение которого для случая сферической симметрии получить достаточно просто:

$$\varphi(r) = (q_o/r) \exp\left(-\frac{r}{R_D}\right). \quad (0.1.7)$$

$R_D = [kT_e/(4\pi ne^2)]^{1/2}$ и есть радиус Дебая.

Полученный потенциал $\varphi(r)$ отличается от кулоновского $\varphi_o(r)$ экспоненциальным множителем, который делает зависимость потенциала

от расстояния существенно более сильной. На расстояниях, много меньших R_D , эффективный потенциал фактически совпадает с потенциалом точечного заряда, тогда как на расстояниях, больших R_D , потенциал убывает экспоненциально, т.е. потенциальное поле точечного заряда при $r \gg R_D$ эффективно экранируется пространственным зарядом. Заметим, что с увеличением n величина дебаевского радиуса уменьшается, поскольку теперь каждый слой плазмы будет содержать большее число электронов, и экранировка будет эффективнее. Кроме того, R_D увеличивается с ростом kT_e . Это также достаточно очевидно, поскольку в отсутствие теплового движения облако зарядов сжалось бы в бесконечно тонкий слой. Наконец, надо отметить, что при определении дебаевского радиуса используется именно электронная температура, так как экранирование осуществляется практически только электронами - самыми легкими и подвижными заряженными частицами.

Участие ионов в экранировке можно учесть аналогичным образом. Представим флуктуацию концентрации ионов в виде:

$$\langle n'_i - n_i \rangle = n \exp[e\varphi(r)/(kT_i)] - n = n[\exp\left(\frac{e\varphi(r)}{kT_i}\right) - 1]. \quad (0.1.8)$$

Полагая, что $e\varphi(r)/(kT_i) \ll 1$, легко получить, что дебаевский радиус в этом случае будет

$$R_D = \left[\frac{k}{4\pi n e^2} \frac{T_e T_i}{(T_e + T_i)} \right]^{1/2}. \quad (0.1.9)$$

Теперь можно уточнить понятие квазинейтральности. Из проведенного рассмотрения следует, что возникающие в ионизованном газе локальные флуктуации концентрации зарядов или вносимые в систему внешние потенциалы экранируются на расстояниях порядка R_D . Если характерные размеры объема, где создается ионизованный газ, $L \gg R_D$, то основной объем плазмы не содержит значительных электрических потенциалов или полей и такой ионизованный газ можно считать квазинейтральным. Другими словами, электростатическое поле проникает в плазму на глубину порядка R_D за счет образования слоя пространственного заряда, экранирующего внешнее поле. Оценим степень нейтральности обычной газоразрядной плазмы. Пусть за счет нарушения нейтральности в плазме с характерным размером 1 см возникла разность потенциалов $\delta\varphi \sim kT_e/e$ (очевидно, величина флуктуации должна быть порядка тепловой энер-

гии электронов). С помощью уравнения Пуассона легко получить такую оценку:

$$|\delta\varphi/L^2| \sim 4\pi e(n_i - n_e) \rightarrow \delta n \sim |\delta\varphi/(4\pi eL^2)| \sim kT_e/(4\pi eL^2). \quad (0.1.10)$$

Полагая $kT_e \sim 1$ эВ (типичное значение температуры электронов в газоразрядной плазме), легко вычислить, что $\delta n \sim 10^6$ см⁻³. Типичные значения концентрации электронов в низкотемпературной плазме $n \sim (10^9 - 10^{12})$ см⁻³, и квазинейтральность выполняется с хорошей точностью. Кстати, легко видеть, что полученная оценка может быть преобразована к виду:

$$\frac{\delta n}{n} \sim \left[\frac{R_D}{L} \right]^2. \quad (0.1.11)$$

II. Приложение законов подобия к диагностике плазмы на примере газоразрядных источников света

В широко распространенных газоразрядных источниках света "новые законы" подобия сводят шесть внешних параметров и переменных - концентрацию атомов легкоионизируемой добавки N_o , концентрацию атомов буферного газа N , радиус разрядной трубки R , величину разрядного тока i , текущий радиус трубки r и время t , к четырем их комбинациям z_1, z_2, ρ и τ . Существование законов подобия означает, что мы *a priori* имеем определенную информацию о внутренних характеристиках плазмы. Покажем, как эту первичную информацию можно использовать для диагностики положительного столба. Рассмотрим конкретный пример. Допустим, что для разряда постоянного тока, например, в смеси паров ртути с инертным газом определена зависимость средней энергии электронов на оси разряда от концентрации атомов ртути и разрядного тока:

$$\langle E \rangle = \langle E \rangle (N_o, i). \quad (0.2.1)$$

В соответствии с законами подобия (15.2) средняя энергия электронов должна быть функцией инвариантных параметров z_1 и z_2 . Так как изменение N_o или i однозначно связано с изменениями z_1 или z_2 соответ-

ственно, то в соотношениях типа (0.2.1) можно N_o и i заменить на z_1 и z_2 , получая таким образом зависимости от N и R :

$$\langle E \rangle = \langle E \rangle (N_o, i) = \langle E \rangle (z_1, z_2) = \langle E \rangle (N_o N R^2, i R N^2). \quad (0.2.2)$$

Если известны зависимости от других внешних параметров, то выбор новых независимых переменных, которые, очевидно, будут комбинациями z_1 и z_2 , следует делать так, чтобы они были однозначно связаны с теми параметрами, относительно которых получены эти зависимости. В таблице 0.2.1 приведены наборы независимых внешних переменных, однозначно связанных с любой парой первичных внешних параметров.

Внешние параметры, относительно которых измерены характеристики плазмы	Соответствующая комбинация из z_1 и z_2
N_o, i	$z_1 = N_o N R^2, z_2 = i R N^2$
N_o, N	$z_1/z_2^{1/2} = N_o R^{3/2}/i^{1/2}, z_2^{1/2} = N(i R)^{1/2}$
N_o, R	$z_1/z_2^2 = N_o/(i^2 N^3), z_2 = i R N^2$
N, i	$z_1 = N_o N R^2, z_2/z_1^2 = i/(R^3 N_o^2)$
N, R	$[z_2^2/z_1]^{1/3} = \frac{N i^{2/3}}{N_o^{1/3}}, [z_1/z_2]^{1/3} = \frac{R N_o^{2/3}}{i^{1/3}}$
i, R	$z_2/z_1^{1/2} = i N^{3/2}/N_o^{1/2}, z_1^{1/2} = R(N_o N)^{1/2}$

Таблица 0.2.1

Независимые внешние переменные, соответствующие любой паре внешних параметров, относительно которых измерены характеристики положительного столба.

Аналогичные рассуждения могут быть проведены для любой инвариантной характеристики положительного столба. Такими характеристиками являются $f_o/N_o, n_e/N_o, \langle E \rangle, R\vec{E}, N_m/N_o, N_k/N_o, I_{ki}/(R N_o)^2$. Здесь I_{ki} - интенсивность спектральной линии, испускаемой при переходе $k \rightarrow i$.

Несколько сложнее обстоит дело со световой отдачей (или КПД резонансного излучения) положительного столба, которая для разряда в смеси паров ртути с инертными газами в условиях близких к условиям работы люминесцентных ламп определяется резонансным излучением ртути. КПД резонансного излучения η определяется как отношение мощности резонансного излучения I_r к вводимой в плазму электрической мощности:

$$\eta = I_r / (iE_z) \quad (0.2.3)$$

E_z - напряженность продольного электрического поля). В отсутствие тушения резонансных состояний атомов ртути КПД резонансного излучения η является инвариантной характеристикой. В условиях разряда, характерных для работы ртутных люминесцентных ламп, тушением пренебречь нельзя, однако оно невелико и, как показывают оценки, при максимальных давлениях паров ртути и максимальных токах не превышает 20-30%. Поэтому можно считать, что к световой отдаче плазмы применима методика, основанная на использовании законов подобия, помня при этом, однако, что точность этой методики также не лучше 20-30%.

Область разрядных условий, в которых выполняются "классические" законы подобия, определяется областью применимости диффузионной теории положительного столба разряда. Границы этой области зависят от рода газа, в котором осуществляется разряд. Результаты работ показывают, что законы подобия с параметрами подобия pR и i/R справедливы в достаточно широком диапазоне внешних условий. Примерами разрядов, в которых они выполняются, являются разряды низкого ($p \geq 1$ мм. рт. ст.) и среднего давлений в инертных газах и их смесях, разряды в смесях паров металлов с инертными газами, разряды в инертных газах с примесями молекулярных газов.

Существование "новых" законов подобия для разрядов в смесях легкоионизируемой добавки с буферными газами зависит от большего числа факторов. Законы подобия в упомянутых выше смесях в дополнение к требованию применимости диффузионной теории будут нарушаться также в следующих случаях:

- а) в балансе энергии нельзя пренебрегать упругими потерями энергии при столкновениях электронов с атомами буферного газа;
- б) ионизируются и возбуждаются атомы буферного газа;

- в) подвижность электронов зависит от концентрации атомов легкоионизируемой добавки.

III. Характерные параметры космической и лабораторной плазм ионизованных сред

Таблица носит иллюстративный характер.

1. Протонный пояс Земли - $T_i \approx 10^9 - 10^{10}$ К, $N_i \approx 1$ см⁻³
2. Солнечный ветер - $T_i \approx 10^7$ К, $N_i \approx 10$ см⁻³
3. Земная ионосфера (80 - 250) км - $T_e \approx 10^2 - 10^3$ К, $N_e \approx 10^3 - 10^6$ см⁻³
4. Солнечный кор - $T_e \approx 10^6$ К, $N_e \approx 10^{26}$ см⁻³
5. Солнечная корона - $T_e \approx 10^5 - 10^6$ К, $N_e \approx 10^5 - 10^9$ см⁻³
6. Солнечная хромосфера - $T_e \approx 10^3 - 10^4$ К, $N_e \approx 10^{11}$ см⁻³
7. Межзвездное пространство - $T_e \approx 0,1 \div 1$ К, $N_e \approx 10^{-2}$ см⁻³
8. Водородная бомба - $T_e \approx 10^{10}$ К, $N_e \sim 10^{24}$ см⁻³
9. Условия контролируемой термоядерной реакции в смеси дейтерия - $T_e \approx 10^8$ К, $N_e \approx 10^{15}$ см⁻³
10. Плазма ртутных газоразрядных ламп - $T_e \approx 10^3 - 10^4$ К, $N_e \approx 10^{15}$ см⁻³
11. Плазма гелий - неоновом лазера - $T_e \approx 10^4$ К, $N_e \approx 10^{11}$ см⁻³
12. Плазма CO₂ лазера - $T_e \approx 10^4$ К, $N_e \approx 10^{10}$ см⁻³
13. Плазма катодных пятен сильноточных дуговых разрядов. В этом случае средние энергии тяжелых частиц из катода T_i могут превышать электронную температуру - $T_e \approx 10^4 - 10^5$ К, $N_e \approx 10^{16} - 10^{19}$ см⁻³

IV. Рекомендуемые значения времен жизни возбужденных состояний атомов 1 группы, нс [19]

Погрешность приводимых значений обозначается буквами: А - (<5%), В - (<10%), С - (<30%). Предсказанные значения приводятся без погрешности. Оценочные значения отмечены звездочкой.

В атоме водорода и водородоподобных атомов щелочных металлов на внешней оболочке находится один валентный электрон. Из-за спинового взаимодействия все термы у этих атомов имеют двойную (дублетную) структуру за исключением 2S -термов с орбитальным квантовым числом $L = 0$. так формальная запись, например, $6^2P_{3/2}$ соответствует атомному состоянию с главным квантовым числом $n = 6$, мультиплетностью двойка и квантовым числом $J = 3/2$, отвечающим полному моменту количества движения. Этот формализм с хорошей точностью выполняется в случае $[L, S]$ связи, когда суммарные значения орбитального квантового числа и спинового квантового числа являются параметрами атомного состояния. Отсутствие в некоторых случаях у атомов индекса J в таблицах означает, что приводимые значения времен жизни относятся к суммарному дублетному терму.

Эффективная вероятность радиационного распада блока возбужденных состояний со значением главного квантового числа n и орбитального квантового числа l от 0 до $n - 1$, по Г. Бете и Э. Солшиту, равна

$$A_n^{-1} \equiv \tau_n = \left(\sum_{l=0}^{n-1} \frac{2l+1}{n^2} \frac{1}{\tau_{nl}} \right)^{-1} \sim n^{4,5}.$$

Эта формула может быть полезна при оценке эффективности радиационного канала распада в случае, когда первичное возбуждение передается от исходного состояния атома группе близлежащих уровней с большими значениями орбитального квантового числа L , играющими роль своеобразного накопительного резервуара возбуждения. Подобная ситуация в целом характерна для ридберговских состояний атомов; при этом основная доля в заселенности будет приходиться на состояния F, G, H и т. д.,

поскольку заселенности близких состояний пропорциональны их статистическим весам. Состояния с $L > 3$ образуют <изолированный> блок уровней в том смысле, что энергетические зазоры между ними малы по сравнению с расстояниями до уровней с другими значениями главного квантового числа n . Энергетические зазоры между состояниями внутри такого блока уменьшаются с увеличением главного и орбитального квантовых чисел и для щелочных атомов с $n_{ef} > 7$ не превышают 1 см^{-1} . Поэтому передача энергии между состояниями внутри блока при столкновениях имеет резонансный характер и характеризуется большими размерами сечений. Вследствие этого еще при <умеренных> значениях плотности нормальных атомов эти состояния образуют единый блок с равновесным распределением заселенности, который характеризуется временем жизни, усредненным по всем входящим в него состояниям.

Водород

Состояние	Время жизни, нс	Погрешность	Состояние	Время жизни, нс	Погрешность
1	2	3	1	2	3
3s	156,7	A	8p	95,6	
4s	229	A	9p	136	
5s	36,3	A	10p	186	
6s	552		11p	247	
7s	782		12p	321	
8s	1103		3d	15,7	A
9s	1511		4d	36,7	A
10s	2009		5d	69,7	
11s	2610		6d	122,3	
12s	3334		7d	167	
2p	1,6	A	8d	277	
3p	5,4	A	9d	394	
4p	12,7	A	10d	537	
5p	23,3	A	11d	712	
6p	40,8		12d	923	
7p	64,4				

Литий

1	2	3	1	2	3
3^2S	29,9	A	21^2P	26300*	
4^2S	55,7	A	22^2P	30200*	
5^2S	104,9	A	23^2P	34000*	
6^2S	173,4	A	24^2P	39000*	
7^2S	271,8	A	25^2P	44700*	
8^2S	410	A	26^2P	49000*	
9^2S	576		27^2P	55300*	
10^2S	785		28^2P	61600*	
11^2S	1059		29^2P	69000*	
12^2S	1372		3^2D	14, 6	A
13^2S	1745		4^2D	33, 7	A
14^2S	2186		5^2D	63, 8	B
2^2P	27,1	A	6^2D	107, 7	A
3^2P	215	A	7^2D	164, 8	B
4^2P	430	B	8^2D	249, 4	A
5^2P	648	B	9^2D	352, 9	A
6^2P	970		10^2D	486, 6	A
7^2P	1400		11^2D	652, 9	A
8^2P	1960		12^2D	834	A
9^2P	2548		4^2F	72, 4	A
10^2P	3344		5^2F	140	A
11^2P	4310		6^2F	239, 5	A
12^2P	5577		7^2F	376, 1	
13^2P	6865		8^2F	556, 3	
14^2P	8270		9^2F	787, 3	
15^2P	10276		10^2F	1073, 5	
16^2P	12355		11^2F	1420, 9	
17^2P	14702		12^2F	1840, 9	
18^2P	17334				
19^2P	20276				
20^2P	23518				

Натрий

1	2	3	1	2	3
4^2S	37,9	A	39^2S	75800*	
5^2S	77,6	A	40^2S	83100*	
6^2S	153,9	A	3^2P	16,15	A
7^2S	268,6	A	$^2P_{1/2}$	16,21	A
8^2S	428,6	A	$^2P_{3/2}$	16,07	A
9^2S	655,8	A	$4P$	106,4	A
10^2S	924,5	A	$^2P_{1/2}$	104,6	
11^2S	1282	A	$^2P_{3/2}$	106,0	
12^2S	1668		5^2P	358	B
13^2S	2181	A	$^2P_{1/2}$	361	
14^2S	2753		$^2P_{3/2}$	353	
15^2S	3456		6^2P	915	
16^2S	4270		$^2P_{1/2}$	918	
17^2S	5204		$^2P_{3/2}$	908	
18^2S	6265		$7^2P_{1/2}$	1866	
19^2S	7383	A	$^2P_{3/2}$	1843	
20^2S	8751	A	$8^2P_{1/2}$	3333	
21^2S	10698		$^2P_{3/2}$	3270	
22^2S	11860		$9^2P_{1/2}$	5059	
23^2S	14250		$^2P_{3/2}$	5136	
24^2S	15860		$10^2P_{1/2}$	7264	
25^2S	18450		$^2P_{3/2}$	8076	
26^2S	20400		$11^2P_{1/2}$	10025	
27^2S	23550		$^2P_{3/2}$	11388	
28^2S	25130		$12^2P_{1/2}$	13407	
29^2S	28800*		$^2P_{3/2}$	15639	
30^2S	30300		$13^2P_{3/2}$	17472	
31^2S	34600*		$^2P_{3/2}$	20791	
32^2S	39800*		$14^2P_{1/2}$	22286	
33^2S	43700*		$^2P_{3/2}$	26918	
34^2S	48000*		$15^2P_{1/2}$	27844	
35^2S	51280*		$^2P_{3/2}$	34096	
36^2S	56230*		$16^2P_{1/2}$	34817	
37^2S	62900*		$^2P_{3/2}$	43033	
38^2S	69180*		$17^2P_{1/2}$	42821	

Натрий (продолжение)

1	2	3	1	2	3
$^2P_{3/2}$	51891		$35^2P_{1/2}$	$426 \cdot 10^{3*}$	
$18^2P_{1/2}$	51922		$^2P_{3/2}$	$575 \cdot 10^{3*}$	
$^2P_{3/2}$	62674		$36^2P_{1/2}$	$446 \cdot 10^{3*}$	A
$19^2P_{1/2}$	62186		$^2P_{3/2}$	$630 \cdot 10^{3*}$	
$^2P_{3/2}$	74843		$37^2P_{1/2}$	$501 \cdot 10^{3*}$	
$20^2P_{1/2}$	73653		$^2P_{3/2}$	$696 \cdot 10^{3*}$	
$^2P_{3/2}$	89736		$38^2P_{1/2}$	$537 \cdot 10^{3*}$	
$21^2P_{1/2}$	81200*		$^2P_{3/2}$	$758 \cdot 10^{3*}$	
$^2P_{3/2}$	$102 \cdot 10^{3*}$		$39^2P_{1/2}$	$575 \cdot 10^{3*}$	
$22^2P_{1/2}$	$97 \cdot 10^{3*}$		$^2P_{3/2}$	$812 \cdot 10^{3*}$	
$^2P_{3/2}$	$123 \cdot 10^{3*}$		$40^2P_{1/2}$	$616 \cdot 10^{3*}$	
$23^2P_{1/2}$	$112 \cdot 10^{3*}$		$^2P_{3/2}$	$870 \cdot 10^{3*}$	
$^2P_{3/2}$	$141 \cdot 10^{3*}$		3^2D	19,7	A
$24^2P_{1/2}$	$128 \cdot 10^{3*}$		4^2D	53	A
$^2P_{3/2}$	$162 \cdot 10^{3*}$		5^2D	110,4	A
$25^2P_{1/2}$	$144 \cdot 10^{3*}$	A	6^2D	194	A
$^2P_{3/2}$	$186 \cdot 10^{3*}$		7^2D	311	A
$26^2P_{1/2}$	$162 \cdot 10^{3*}$		8^2D	475	A
$^2P_{3/2}$	$213 \cdot 10^{3*}$		9^2D	678	A
$27^2P_{1/2}$	$186 \cdot 10^{3*}$		10^2D	948	A
$^2P_{3/2}$	$245 \cdot 10^{3*}$		11^2D	1257	A
$28^2P_{1/2}$	$204 \cdot 10^{3*}$		12^2D	1638	A
$^2P_{3/2}$	$269 \cdot 10^{3*}$		13^2D	2074	A
$29^2P_{1/2}$	$234 \cdot 10^{3*}$		14^2D	2582	
$^2P_{3/2}$	$309 \cdot 10^{3*}$		15^2D	3185	
$30^2P_{1/2}$	$257 \cdot 10^{3*}$		16^2D	3880	
$^2P_{3/2}$	$354 \cdot 10^{3*}$		17^2D	4618	A
$31^2P_{1/2}$	$288 \cdot 10^{3*}$		18^2D	5571	A
$^2P_{3/2}$	$389 \cdot 10^{3*}$		19^2D	6581	A
$32^2P_{1/2}$	$316 \cdot 10^{3*}$		20^2D	7613	A
$^2P_{3/2}$	$436 \cdot 10^{3*}$		21^2D	8730	A
$33^2P_{1/2}$	$354 \cdot 10^{3*}$		22^2D	9945	
$^2P_{3/2}$	$478 \cdot 10^{3*}$		23^2D	11500	
$34^2P_{1/2}$	$389 \cdot 10^{3*}$		24^2D	13250	
$^2P_{3/2}$	$524 \cdot 10^{3*}$		25^2D	14900	

Натрий (продолжение)

1	2	3	1	2	3
26^2D	16450		4^2F	71,4	A
27^2D	18360		5^2F	136,6	A
28^2D	20800*		6^2F	233,4	A
29^2D	22900*		7^2F	368	A
30^2D	2670*		8^2F	544	A
31^2D	28800*		9^2F	764	
32^2D	31600*		10^2F	1040	
33^2D	34600*		11^2F	1400	
34^2D	37100*		12^2F	1789	
35^2D	40700*		13^2F	2264	
36^2D	44600*		14^2F	2758	
37^2D	48900*		15^2F	3483	
38^2D	53700*		16^2F	4219	
39^2D	56200*		17^2F	5065	
40^2D	60200*		18^2F	6017	

Медь

1	2	3	1	2	3
$5s^2S_{1/2}$	20,9	B	$^2D_{5/2}$	30,1	C
$6s^2S_{1/2}$	53,4	C	$6d^2D_{3/2}$	55,9	C
$7s^2S_{1/2}$	96,4	A	$^2D_{5/2}$	56,1	C
$8s^2S_{1/2}$	184,6		$7d^2D_{3/2}$	90,7	
$9s^2S_{1/2}$	276,3		$^2D_{5/2}$	90,7	
$4p^2P_{1/2}$	7	A	$8d^2D_{3/2}$	138,1	
$^2P_{3/2}$	7	A	$^2D_{5/2}$	136,1	
$4d^2D_{3/2}$	12,2	C	$9d^2D_{3/2}$	220	
$^2D_{5/2}$	12,5	C	$^2D_{5/2}$	220	
$5d^2D_{3/2}$	29,6	C	$10d^2D_{3/2}$	260	
			$11d^2D_{3/2}$	370	

Калий

	2	3	1	2	3
5^2S	46,4	A	$2P_{3/2}$	4189	
6^2S	88	A	$13^2P_{1/2}$	5714	
7^2S	159	A	$2P_{3/2}$	3554	
8^2S	257,4	A	$14^2P_{1/2}$	7567	
9^2S	417	B	$2P_{3/2}$	7336	
10^2S	610	A	$15^2P_{1/2}$	9414	
11^2S	869	A	$2P_{3/2}$	9131	
12^2S	1177	B	$16^2P_{1/2}$	11597	
13^2S	1634		$2P_{3/2}$	11237	
14^2S	2200		$17^2P_{1/2}$	14145	
15^2S	2644		$2P_{3/2}$	13694	
16^2S	3358		$18^2P_{1/2}$	16630	
17^2S	4105		$2P_{3/2}$	16621	
18^2S	4916		$19^2P_{1/2}$	19628	
19^2S	5712		$2P_{3/2}$	19617	
20^2S	6846		$20^2P_{1/2}$	23069	
21^2S	7961		$2P_{3/2}$	23058	
$4^2P_{1/2}$	27,2	A	$3^2D_{3/2}$	40, 2	B
$2^2P_{3/2}$	27,1	A	$2^2D_{5/2}$	42, 4	A
$5^2P_{1/2}$	129	A	$4^2D_{3/2}$	277	
$2^2P_{3/2}$	128	A	$2^2D_{5/2}$	287	
$6^2P_{1/2}$	321	A	$5^2D_{3/2}$	605	
$2^2P_{3/2}$	311	A	$2^2D_{5/2}$	680	
$7^2P_{1/2}$	622		$6^2D_{3/2}$	926	
$2^2P_{3/2}$	591	A	$2^2D_{5/2}$	1008	
$8^2P_{1/2}$	1045		$7^2D_{3/2}$	1401	
$2^2P_{3/2}$	989		$2^2D_{5/2}$	1496	
$9^2P_{1/2}$	1603		$8^2D_{3/2}$	1638	
$2^2P_{3/2}$	1527		$2^2D_{5/2}$	1962	
$10^2P_{1/2}$	2297		$9^2D_{3/2}$	2307	
$2^2P_{3/2}$	2211		$2^2D_{5/2}$	2523	
$11^2P_{1/2}$	3208				
$2^2P_{3/2}$	3075				
$12^2P_{1/2}$	4351				

Рубидий

1	2	3	1	2	3
6^2S	47,1	B	$2P_{3/2}$	1038	B
7^2S	91,2	B	$11^2P_{1/2}$	1660	
8^2S	161,4	B	$2P_{3/2}$	1516	B
9^2S	269	B	$12^2P_{1/2}$	2279	
10^2S	435	B	$2P_{3/2}$	2085	B
11^2S	626	B	$13^2P_{1/2}$	3083	
12^2S	878	A	$2P_{3/2}$	2948	
13^2S	1273		$14^2P_{1/2}$	4014	
14^2S	1578	A	$2P_{3/2}$	37545	A
15^2S	2187		$15^2P_{1/2}$	5269	
16^2S	2520		$2P_{3/2}$	4989	
17^2S	3296		$16^2P_{1/2}$	6600	
18^2S	4042		$2P_{3/2}$	6246	
19^2S	4919		$17^2P_{1/2}$	8149	
20^2S	5890		$2P_{3/2}$	7819	
21^2S	6860		$18^2P_{1/2}$	9933	
22^2S	8080		$2P_{3/2}$	9398	
23^2S	9410		$19^2P_{1/2}$	12325	
24^2S	10900		$2P_{3/2}$	11645	
25^2S	12500		$4^2D_{3/2}$	82, 9	A
26^2S	14200		$2D_{5/2}$	81, 8,	B
27^2S	16200		$5^2D_{3/2}$	238	B
28^2S	18300		$2D_{5/2}$	240, 8	A
$5^2P_{1/2}$	29,6	A	$6^2D_{3/2}$	277	
$2P_{3/2}$	26,2	A	$2D_{5/2}$	256, 5	B
$6^2P_{1/2}$	120,6	A	$7^2D_{3/2}$	363	
$2P_{3/2}$	106,3	B	$2D_{5/2}$	337, 7	B
$7^2P_{1/2}$	266	A	$8^2D_{3/2}$	485	
$2P_{3/2}$	234	B	$2D_{5/2}$	457, 5	B
$8^2P_{1/2}$	488		$9^2D_{3/2}$	625	
$2P_{3/2}$	426,5	B	$2D_{5/2}$	611, 8	B
$9^2P_{1/2}$	784		$10^2D_{3/2}$	847	
$2P_{3/2}$	683	B	$2D_{5/2}$	819	A
$10^2P_{1/2}$	1175		$11^2D_{3/2}$	1126	

Рубидий (продолжение)

1	2	3	1	2	3
$^2D_{5/2}$	1085		$^2F_{7/2}$	693, 3	A
$12^2D_{3/2}$	1461		$11^2F_{5/2}$	976	
$^2D_{5/2}$	1148		$^2F_{7/2}$	914	
$13^2D_{3/2}$	1866		$12^2F_{5/2}$	1258	
$^2D_{5/2}$	1660		$^2F_{7/2}$	1181	
$14^2D_{3/2}$	2358		$13^2F_{5/2}$	1590	
$^2D_{5/2}$	2275		$^2F_{7/2}$	1561	
$15^2D_{3/2}$	2911		$14^2F_{5/2}$	1977	
$^2D_{5/2}$	2809		$^2F_{7/2}$	1904	
$16^2D_{3/2}$	3564		$15^2F_{5/2}$	2423	
$^2D_{5/2}$	3439		$^2F_{7/2}$	2207	
$4^2F_{5/2}$	59, 4		$16^2F_{5/2}$	2937	
$^2F_{7/2}$	56, 5		$^2F_{7/2}$	2820	
$5^2F_{5/2}$	106, 1		$17^2F_{5/2}$	3105	
$^2F_{7/2}$	101		$18^2F_{5/2}$	3850	
$6^2F_{5/2}$	173, 9		$19^2F_{5/2}$	4260	
$^2F_{7/2}$	166		$20^2F_{5/2}$	5260	
$7^2F_{5/2}$	267		$21^2F_{5/2}$	6390	
$^2F_{7/2}$	254, 9		$22^2F_{5/2}$	6980	
$8^2F_{5/2}$	389, 7		$23^2F_{5/2}$	7970	
$^2F_{7/2}$	372		$24^2F_{5/2}$	9040	
$9^2F_{5/2}$	546		$25^2F_{5/2}$	10200	
$^2F_{7/2}$	523	A	$26^2F_{5/2}$	11500	
$10^2F_{5/2}$	739		$27^2F_{5/2}$	12800	
			$28^2F_{5/2}$	14300	

Золото

1	2	3	1	2	3
$8s^2S_{1/2}$	52,9		$6d^2D_{3/2}$	11,7	
$6p^2P_{1/2}$	6,2				
$6p^2P_{3/2}$	4,9				

Цезий

1	2	3	1	2	3
7^2S	51,4	B	$19^2P_{3/2}$	12000*	
8^2S	94,6	B	$20^2P_{3/2}$	13800*	
9^2S	173,9	C	$5^2D_{3/2}$	979	B
10^2S	276,8	B	$^2D_{5/2}$	1161	B
11^2S	422,7	C	$6^2D_{3/2}$	59,7	A
12^2S	626	B	$^2D_{5/2}$	64	A
13^2S	857	B	$7^2D_{3/2}$	92,2	A
14^2S	1182	C	$^2D_{5/2}$	92,8	A
$6^2P_{1/2}$	34,8	A	$8^2D_{3/2}$	146,2	A
$^2P_{3/2}$	30,3	A	$^2D_{5/2}$	146	B
$7^2P_{1/2}$	156	A	$9^2D_{3/2}$	216	
$^2P_{3/2}$	129,8	B	$^2D_{5/2}$	231	
$8^2P_{1/2}$	344	B	$10^2D_{3/2}$	312,5	
$^2P_{3/2}$	291,4	B	$^2D_{5/2}$	333	A
$9^2P_{1/2}$	653		$11^2D_{3/2}$	428,3	
$^2P_{3/2}$	519	C	$^2D_{5/2}$	472,4	
$10^2P_{1/2}$	1056		$12^2D_{3/2}$	575,6	A
$^2P_{3/2}$	930		$^2D_{5/2}$	640,6	B
$11^2P_{1/2}$	1686		$13^2D_{3/2}$	761,8	A
$^2P_{3/2}$	1432		$^2D_{5/2}$	832,6	
$12^2P_{1/2}$	2345		$14^2D_{3/2}$	984	
$^2P_{3/2}$	2066		$^2D_{5/2}$	1060	
$13^2P_{1/2}$	3212		$15^2D_{3/2}$	1238	
$^2P_{3/2}$	3022		$^2D_{5/2}$	1216	
$14^2P_{1/2}$	4271		$16^2D_{3/2}$	1577	
$^2P_{3/2}$	4068		$^2D_{5/2}$	1667	
$15^2P_{1/2}$	5509		$4^2F_{5/2}$	49,9	
$^2P_{3/2}$	5314		$^2F_{7/2}$	46	B
$16^2P_{1/2}$	6764		$5^2F_{5/2}$	87,9	
$^2P_{3/2}$	6530		$^2F_{7/2}$	86,7	
$17^2P_{1/2}$	8459		$6^2F_{5/2}$	143,8	
$^2P_{3/2}$	8174		$^2F_{7/2}$	144	
$18^2P_{1/2}$	10426		$7^2F_{5/2}$	221	
$^2P_{3/2}$	10069		$^2F_{7/2}$	227	

Цезий (продолжение)

1	2	3	1	2	3
$8^2F_{5/2}$	322		$13^2F_{5/2}$	1324	
$^2F_{7/2}$	326		$^2F_{7/2}$	1321	
$9^2F_{5/2}$	452,9		$14^2F_{5/2}$	1647	
$^2F_{7/2}$	458,3		$^2F_{7/2}$	1635	
$10^2F_{5/2}$	614,6		$15^2F_{5/2}$	1950	
$^2F_{7/2}$	623,3		$16^2F_{5/2}$	2652	
$11^2F_{5/2}$	811,6		$^2F_{7/2}$	2645	
$^2F_{7/2}$	821,5		$17^2F_{5/2}$	3196	
$12^2F_{5/2}$	1047		$^2F_{7/2}$	3186	
$^2F_{7/2}$	1045		$18^2F_{7/2}$	3467*	
			$19^2F_{7/2}$	4265*	

Серебро

1	2	3	1	2	3
$6s^2S_{1/2}$	24,8		$5d^2D_{3/2}$	11,6	
$7s^2S_{1/2}$	53	B	$6d^2D_{3/2}$	28,2	
$8s^2S_{1/2}$	114,3	A	$7d^2D_{3/2}$	60,2	
$9s^2S_{1/2}$	187		$8d^2D_{3/2}$	102,5	
$10s^2S_{1/2}$	312,5		$9d^2D_{3/2}$	167,5	
$5p^2P_{1/2}$	7,3	A			
$^2P_{3/2}$	6,7	A			

V. Схемы уровней атомов щелочных металлов

Рис 0.5.1

Подпись к рисунку:

Схема уровне атома лития. U_i - потенциал ионизации атома, D_e^+ - энергия диссоциации молекулярного иона

Рис 0.5.2

Подпись к рисунку:

Схема уровне атома натрия. U_i - потенциал ионизации атома, D_e^+ - энергия диссоциации молекулярного иона

Рис 0.5.3

Подпись к рисунку:

Схема уровне атома калия. U_i - потенциал ионизации атома, D_e^+ - энергия диссоциации молекулярного иона

Рис 0.5.4

Подпись к рисунку:

Схема уровне атома рубидия. U_i - потенциал ионизации атома, D_e^+ - энергия диссоциации молекулярного иона

Рис 0.5.5

Подпись к рисунку:

Схема уровне атома цезия. U_i - потенциал ионизации атома, D_e^+ - энергия диссоциации молекулярного иона

VI. Атом Бора-Резерфорда

Параметры модели возбужденного атома Бора-Резерфорда для случая круговых орбит радиуса r , заряда ядра eZ и одного электрона на внешней орбите ($Z = 1$ соответствует случаю атома водорода и сходных с ним ионов).

1. Радиус орбиты внешнего электрона:

$$r = n^2 \frac{\hbar^2}{m_0 c^2} \frac{1}{Z}, \quad (0.6.1)$$

В атомной физике наиболее употребительной естественной системой единиц является атомная система единиц (а.с.е.). В этой системе единиц приравнены единице заряд (e) и масса (m_e) электрона и постоянная Планка ($\hbar$). Переход в формулах к атомным единицам производится формальным приравниванием (e) = (m_e) = ($\hbar$) = 1. Тогда радиус r_o первой боровской орбиты для водорода ($Z = 1, n = 1$) становится единицей длины в а.с.е. Расчет по формуле (0.6.1) для первой боровской орбиты дает значение: $r_o = 0,529 \cdot 10^{-8}$ см, что и устанавливает связь между СГС и а.с.е.

2. Скорость вращения электрона на орбите:

$$v = \frac{1}{n} \frac{e^2}{\hbar} Z. \quad (0.6.2)$$

В атомной системе единиц скорость электрона для первой боровской орбиты атома водорода v_o также равняется единице и составляет $1/137$ от скорости света в пустоте.

3. Период обращения электрона на орбите:

$$\tau = \frac{2\pi^3 \hbar^3}{m_0 e^4 Z^2}. \quad (0.6.3)$$

Период обращения электрона по первой боровской орбите τ_o в а.с.е. оказывается равным 2π . За единицу времени в а.с.е. принимается величина, равная $1/2\pi$ от времени обращения электрона по первой круговой орбите атома водорода. Таким образом, $\tau_o = 2,42 \cdot 10^{-17}$ с.

4. Энергия связи стационарных состояний:

$$W = -\frac{m_0 e^4 Z^2}{2\hbar^2 n^2}. \quad (0.6.4)$$

Т.к. для первой боровской орбиты в а.с.е. получается значение энергии связи равное $1/2$, то за единицу энергии в а.с.е. принимают удвоенную энергию ионизации атома водорода $27,212$ эВ.

Литература

- [1] Ленгмюр. Физика ионизованного газа. 1923
- [2] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Наука. М. 1992. 536 с.
- [3] Ф.Чен. Введение в физику плазмы и термоядерного синтеза. 1987
- [4] Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А. Основы физики плазмы. М., Атомиздат, 1977. 384 с.
- [5] Кудрявцев А.А., Мишаков В.Г., Ткаченко Т.Л. Положительный столб тлеющего разряда. Учебно-методическое пособие. СПбГУ, 2006. 32 с.
- [6] Ключарев А.Н. Процессы ионизации при тепловых и субтепловых столкновениях тяжелых частиц в низкотемпературной плазме. Учебно - методическое пособие. СПбГУ. 2006 г. 87 с.
- [7] Г.Месси. Отрицательные ионы. М., Мир, 1979. 754 с.
- [8] Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М., Наука, 1971. 544 с.
- [9] Ключарев А.Н. Возбужденные атомы в низкотемпературной неравновесной плазме и оптически возбужденных средах. Учебно - методическое пособие. СПбГУ, 2007. 132 с.
- [10] Френсис Г. Ионизационные явления в газах. М., Атомиздат, 1964. 303с.
- [11] Смирнов Б.М. Введение в физику плазмы. М., Наука.1975. 175 с.

- [12] Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М. Атомиздат 1979 г. 315 с.
- [13] Ключарев А.Н., Янсон М.Л. Элементарные процессы в плазме щелочных металлов. М. Атомиздат 1988 г. 225 с.
- [14] Митюрева А.А. Исследование взаимодействия электронов и метастабильных атомов инертных газов. Докторская диссертация. Санкт-Петербург. 2004 г.
- [15] Кучинский В.В., Мишаков В.Г., Тибилев А.С., Шухтин А.М. Свечение атомных линий в условиях ион - ионной рекомбинации и кинетика образования ионов H^- . Оптика и спектроскопия. 1975 г. т.39, с. 1043-1049.
- [16] Рожанский В.А., Цендин Л.Д. Столкновительный перенос в частично-ионизованной плазме. М., Энергоатомиздат, 1988. с. 246
- [17] Москалев Б.И. Разряд с полым катодом. М. Энергия 1969. с. 184.
- [18] Кудрявцев А.А., Куранов А.Л., Мишаков В.Г., Ткаченко Т.Л., Скоболо И.Н., М.О.Чайка. 2001. ЖТФ. т.71, №3. с. 29-36.
- [19] Веролайнен Я.Ф. Депонированная научная работа. Радиационные времена жизни возбужденных состояний атомов I группы. Всероссийский институт научной и технической информации (ВИНИТИ РАН). № 1594 -В98. Санкт-Петербург.1998.
- [20] Шухтин А.М., Федотов Г.А., Мишаков В.Г. Сверхсветимость на линиях CuI при импульсном получении паров из распыленных оксидов меди. 1978. Квантовая электроника. т.5, с. 1592-1593.
- [21] Шухтин А.М., Мишаков В.Г. , Федотов Г.А. 1977. Письма в ЖТФ. т.3, с. 750.
- [22] Golubovskii Yu.B., Porokhova I.A., Behnke J. and Behnke J.F. 1999. J.Phys.D:Appl.Phys. v.32. p. 456-470.
- [23] Лосев С.А. Газодинамические лазеры. Наука. М. 1977. с. 335.
- [24] Франк-Каменецкий Д.А. Лекции по физике плазмы. Атомиздат. М. 1964. с. 283.

- [25] Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах. Мир. М. 1967. с. 832.
- [26] Безуглов Н.Н., Вуйнович В., Ключарев А.Н., Шеверев В.А. Эффективность процессов столкновений с участием возбужденных атомов в пересекающихся тепловых пучках. 1989. Оптика и спектр. т.66 с. 1239-1243.
- [27] Majeed Tarig and Stricland Douglas J. New survey of Electron Impact Cross-Sections for Photoelectron and Auroral Electron Energy Loss Calculation (N_2, O_2, O). J. Phys. Chem. Ref. Data, vol.26, № 2, p. 335-349, 1997
- [28] Kossyi I.A., Kostinsky A.Yu., Matveev A.A. and Silakov V.P. Kinetic scheme of the non-equilibrium discharge in nitrogen-oxygen mixture. Plasma Source Sci. Technol, vol. 1, p. 207-220, 1992