

537.5

**ПЛАЗМА РЕЗОНАНСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
(ФОТОРЕЗОНАНСНАЯ ПЛАЗМА)****И. М. Бетеров, А. В. Елецкий, Б. М. Смирнов****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	265
2. Типы фоторезонансной плазмы и методы ее получения	267
2.1. Фоторезонансная нелазерная плазма. 2.2. Фоторезонансная лазерная плазма. 2.3. Квазирезонансная плазма. 2.4. Пучковая и струйная фоторезонансная плазма.	
3. Элементарные процессы в фоторезонансной плазме.	276
3.1. Фотопроцессы. 3.2. Столкновение электронов с возбужденными атомами. 3.3. Ионизация с участием возбужденных атомов.	
4. Свойства фоторезонансной плазмы	285
4.1. Установление равновесия в фоторезонансной плазме. 4.2. Неидеальная фоторезонансная плазма.	
5. Оптогальваническая спектроскопия	293
5.1. Оптогальванический эффект. 5.2. Лазерный изотопный анализ.	
6. Заключение	296
Список литературы	296

1. ВВЕДЕНИЕ

Один из способов создания плазмы связан с воздействием на газ оптического резонансного излучения. Впервые этот способ был реализован в работе Моллера и Бокнера¹, которые наблюдали образование ионов при облучении паров цезия резонансным излучением. Тем самым была установлена возможность протекания в газе процесса ассоциативной ионизации, при котором в результате соударения возбужденного и невозбужденного атомов образуются электрон и молекулярный ион, так что энергия, необходимая для ионизации атома, выделяется за счет образования молекулярного иона. Исследования фоторезонансной плазмы (ФРП) начались с работы Корчевого, Пржонского и Моргулиса², выполненной в 1967 г. Освещая пары цезия резонансным излучением с целью получить газ с высокой концентрацией возбужденных атомов, они обнаружили, что в результате этого образуется плазма с довольно высокой концентрацией заряженных частиц. Поскольку энергия ионизации атома цезия (3,89 эВ) более чем вдвое превышает энергию резонансного фотона (1,39 или 1,45 эВ), этот результат указывал на сложный, многоступенчатый характер кинетики ионизации атомов цезия в рассматриваемых условиях. Выполненные в последующих работах подробные исследования этой кинетики³⁻⁵ позволили получить богатую информацию о механизмах и скоростях процессов, протекающих при участии возбужденных атомов.

Образование фоторезонансной плазмы сопутствует различным явлениям, происходящим в газах. Так, ионизация газа под действием резонансного оптического излучения является одним из основных механизмов формирования волны ионизации в газе, распространяющейся при наложении внешнего электрического поля⁶. Этот же механизм играет определенную

роль в явлении ионизации газа перед фронтом сильной ударной волны в газе⁷. Облучение газа оптическим резонансным излучением используется в качестве одного из способов предварительной ионизации активной среды молекулярных лазеров высокого давления³. Это позволяет создавать однородную по объему плазму, избегая факторов, способствующих развитию неустойчивостей и пространственных неоднородностей активной среды³. Указанный способ создания однородной по объему плазмы высокой плотности привлекает внимание исследователей также в связи с проблемой нагрева термоядерных мишеней пучками легких ионов⁸. В этом случае ионизация газа под действием резонансного излучения позволяет создать за короткое время протяженный плазменный канал, который служит для транспортировки ионного пучка на мишень, препятствуя электростатическому отталкиванию ионов⁹.

Возможности исследования фоторезонансной плазмы, а также круг ее применений существенно расширились в результате создания перестраиваемых по частоте лазеров. Это позволило, с одной стороны, значительно увеличить пропускаемые через газ потоки резонансного излучения, а с другой стороны — исследовать процессы, протекающие при оптическом возбуждении различных состояний атома. Образованная с помощью перестраиваемых лазеров фоторезонансная плазма используется как нелинейный элемент при преобразовании частоты лазерного излучения¹⁰, в качестве источника ионов данного сорта^{11–13} и др.

К кругу явлений, протекающих в фоторезонансной плазме, тесно примыкает оптогальванический эффект, который состоит в изменении электрических свойств газоразрядной плазмы или пламени (например, вольт-амперной характеристики) при воздействии на нее оптического резонансного излучения¹⁴. Оптогальванический эффект используется для регистрации малых примесей элементов в газе, при исследовании механизмов элементарных процессов в газоразрядной плазме, для управления параметрами газоразрядной плазмы с целью передачи и обработки информации, как метод регистрации в лазерной спектроскопии сверхвысокой чувствительности.

Широкие возможности открывает процесс многоступенчатого фотовозбуждения атома. Использование для этой цели одновременно нескольких перестраиваемых по частоте лазеров позволяет переводить заметное число атомов определенного сорта в заданное высоковозбужденное состояние. Такая техника, основанная обычно на использовании атомных пучков, применяется для детектирования отдельных атомов, для регистрации субмиллиметрового излучения, для генерации когерентного излучения в СВЧ диапазоне (мазер), в экспериментах по лазерному разделению изотопов¹⁵. Идентификация высоковозбужденных атомов осуществляется в результате их ионизации во внешнем электрическом поле, причем здесь используется факт резкой зависимости вероятности ионизации в поле данной напряженности от эффективного значения n^* главного квантового числа высоковозбужденного атома. Образующиеся в результате ионизации ионы извлекаются из системы под действием приложенных полей.

Свойства и специфика фоторезонансной плазмы связаны с теми процессами, которые в ней протекают. Тем самым фоторезонансная плазма, свойства которой определяются элементарными столкновительно-радиационными процессами, естественным образом отделяется от лазерной плазмы, в которой преобразование энергии лазерного излучения в энергию частиц плазмы происходит в результате возбуждения коллективных движений в плазме.

В то же время представляется естественным отнести к фоторезонансной плазме плазму, образованную в результате воздействия на газ излучения с частотой, соответствующей не обязательно резонансному переходу, но также переходам между основным и высоковозбужденным состояниями, или

переходам между двумя возбужденными состояниями. Во всех объектах такого типа основным механизмом ионизации являются столкновительные процессы с участием возбужденных атомов (реже — молекул).

В обзоре анализируется современное состояние исследований фоторезонансной плазмы, представлена информация о свойствах и параметрах этого объекта, рассмотрены вопросы, связанные с применением фоторезонансной плазмы в технике физического эксперимента и в прикладных областях.

2. ТИПЫ ФОТОРЕЗОНАНСНОЙ ПЛАЗМЫ И МЕТОДЫ ЕЕ ПОЛУЧЕНИЯ

2.1. Фоторезонансная нелазерная плазма

Наиболее удобный способ получения фоторезонансной плазмы, не связанный с использованием лазерного излучения, заключается в облучении газобразного вещества газоразрядной лампой, заполненной тем же веществом. При этом параметры фоторезонансной плазмы определяются интенсивностью резонансного излучения, испускаемого лампой. Наиболее интересные результаты получены в тех случаях, когда лампа характеризуется высоким коэффициентом преобразования электрической энергии в энергию резонансного излучения. Так, в пионерской работе¹ квазистационарная плазма с плотностью электронов $N_e \sim 10^2 \text{ см}^{-3}$ и температурой электронов $T_e \sim 10^3 \text{ К}$ образовывалась при облучении паров Cs при давлении $10^{-2} \div 10^{-1} \text{ мм рт. ст.}$ газоразрядной цезиевой лампой. Излучение лампы соответствовало спектральному диапазону $\lambda \geq 600 \text{ нм}$. Основная доля энергии излучения лампы содержалась в линиях с $\lambda = 894,3$ и $852,1 \text{ нм}$, соответствующих резонансным переходам $6^2\text{S} - 6^2\text{P}$. Подробный масс-спектрометрический анализ показал¹, что основным сортом ионов в такой плазме является атомарный ион Cs^+ . Это указывает на сложный характер кинетики ионизации в фоторезонансной цезиевой плазме; в частности, отсюда следует, что процесс ассоциативной ионизации при столкновении двух резонансно возбужденных атомов Cs (6^2P) не является основным каналом ионизации¹. Как следует из результатов подробных экспериментальных исследований последних лет³⁻⁵, сложная кинетика ионизации атомов в фоторезонансной плазме цезия включает в себя процессы столкновений двух резонансно возбужденных атомов



процессы тушения возбужденных атомов Cs (6^2P , 8^2P) электронным ударом, процессы ионизации возбужденных атомов при столкновениях с быстрыми электронами, образующимися в результате тушения, процессы ассоциативной ионизации и др.

В качестве источника оптического излучения для создания фоторезонансной цезиевой плазмы успешно использовались не только цезиевые, но также и гелиевые газоразрядные лампы. Такая возможность возникает благодаря совпадению длины волны одного из эффективных переходов в спектре He ($\lambda = 388,8 \text{ нм}$) с длиной волны перехода $6^3\text{S} - 8^3\text{P}$ атома цезия. Отметим, что указанное совпадение лежит в основе одной из первых схем возбуждения газового лазера с оптической накачкой, предложенной Ф. А. Бутаевой и В. А. Фабрикантом¹⁶ и реализованной экспериментально в работе¹⁷. На основе такой схемы была получена фоторезонансная цезиевая плазма с параметрами $N_{8^2\text{P}} \approx 10^7 \text{ см}^{-3}$, $N_e \sim 10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 0,3 \text{ эВ}$, $P_{\text{Cs}} \sim 10^{-3} - 10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$ ¹⁸. В плазме такого типа существенную роль играют процессы ступенчатого возбуждения высоковозбужденных уровней с уровня 8^2P электронным ударом. На рис. 1 представлены зависимости параметров этой плазмы от плотности паров Cs при фиксированной интенсивности резонансного облучения.

Интенсивным источником резонансного излучения являются также лампы на парах ртути, которые успешно использовались для создания фоторезонансной плазмы в парах ртути^{19,20}. Работы в этом направлении стимулировались практическими задачами оптического разделения изотопов ртути²¹. При облучении газоразрядной ртутной лампы резонансной линией, соответствующей переходу $\text{Hg}(6^3\text{P}_1^0 \rightarrow 6^1\text{S}_0)$ ($\lambda = 253,7$ нм), наблюдалось повышение концентрации и снижение температуры электронов, что связано с увеличением эффективности ионизации под действием резонансного

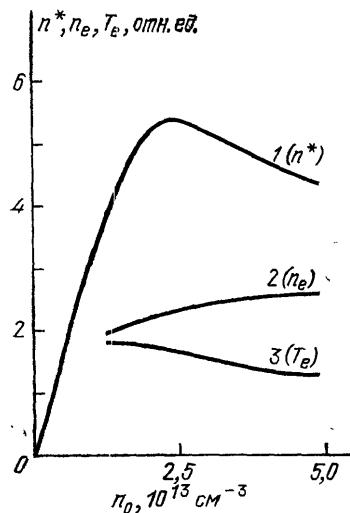


Рис. 1. Зависимость параметров цезиевой плазмы от плотности паров Cs при фиксированной интенсивности резонансного облучения¹⁸.

1 — плотность возбужденных атомов n^* (Cs, 8^2P); 2 — плотность электронов n_e ; 3 — температура электронов T_e .

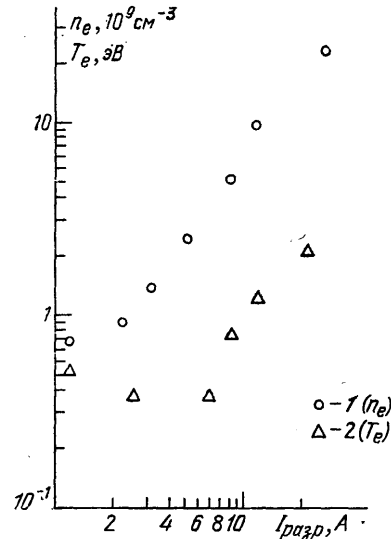


Рис. 2. Зависимости концентрации (1) и температуры (2) электронов фоторезонансной плазмы в парах Hg от величины разрядного тока в источнике оптического возбуждения²⁰.

излучения. Используемая в качестве источника резонансного излучения ртутная лампа имела вид рубашки, расположенной коаксиально вокруг облучаемой цилиндрической кюветы²⁰. При давлении паров ртути в кювете $\sim 0,05$ мм рт. ст. концентрация атомов Hg в состоянии 6^3P_1^0 достигала 10^{11} см⁻³. Электрические характеристики образующейся фотоплазмы представлены на рис. 2. Благодаря использованной в рассмотренном эксперименте коаксиальной геометрии возбуждения была достигнута высокая степень однородности фоторезонансной плазмы.

Интересная разновидность фоторезонансной плазмы была реализована в работах²², где смесь паров Hg и Cs облучалась резонансным излучением ртутной лампы ($\lambda = 253,7$ нм). Ионы образовывались в результате реакций Пеннинга



Согласно измерениям, выполненным с использованием зондовой и СВЧ диагностики, при концентрации Cs $\sim 3 \cdot 10^{15}$ см⁻³, Hg $\sim 3 \cdot 10^{13}$ см⁻³ и давлении буферного газа (Ar) ~ 100 торр фоторезонансная плазма характеризуется плотностью $N_e \sim 10^{12}$ см⁻³ и температурой $T_e \approx 2000$ К. Роль буферного газа состоит в снижении эффективности диффузионных потерь заряженных частиц и, следовательно, в поддержании плотности электронов фоторезонансной плазмы на достаточно высоком уровне. Аналогичная схема создания фоторезонансной плазмы была реализована в работе²³, где смесь паров Cd и Cs облучалась резонансным светом кадмиевой лампы.

2.2. Фоторезонансная лазерная плазма

Создание и широкое распространение перестраиваемых по частоте узкополосных лазеров на красителях в значительной степени стимулировали исследования свойств и возможных приложений фоторезонансной плазмы. Заметно расширился круг изучаемых объектов, охвативший все щелочные металлы, а также ряд металлов второй и третьей групп таблицы Менделеева. Предметом исследования служили механизмы ионизации и рекомбинации частиц плазмы, выяснение роли буферного газа, возможность наиболее полного извлечения ионов в фоторезонансной плазме и их идентификации и т. п.

Среди большого числа экспериментальных работ (см. обзор ранних работ⁹⁶), посвященных созданию и исследованию фоторезонансной лазерной плазмы, в первую очередь заслуживает внимания серия публикаций,

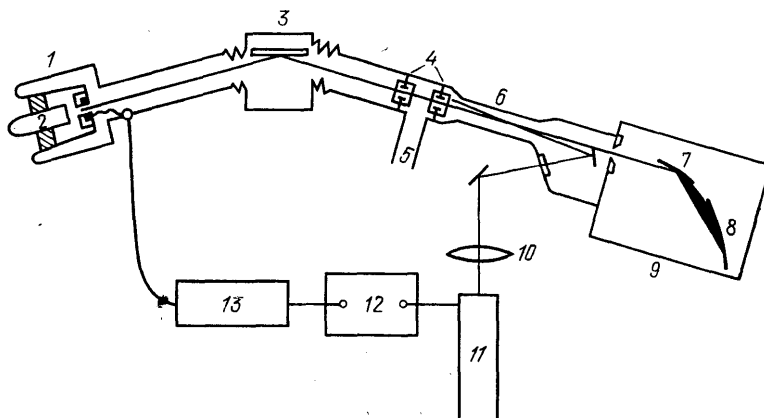
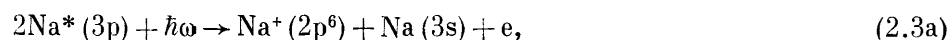


Рис. 3. Схема эксперимента по созданию и исследованию фоторезонансной натриевой плазмы с высокой степенью ионизации.

1 — источник излучения со сплошным спектром; 2 — анод; 3 — тороидальное зеркало; 4 — капиллярные кольца; 5 — откачка; 6 — печь; 7 — трехметровый отражательный спектрограф; 8 — дифракционная решетка; 9 — фотопластина; 10 — цилиндрическая линза; 11 — лазер; 12 — генератор задержки; 13 — формирователь импульсов

в которых сообщается о практически 100%-ной ионизации паров металла, облучаемых резонансным излучением импульсного лазера сравнительно невысокой мощности. Схема первого из этих экспериментов, выполненного Лукакорто и Мак-Илратом²⁴, представлена на рис. 3. Излучение лазера на красителе, накачиваемого лампой-вспышкой, настраивалось на линию с $\lambda = 589,6$ нм, соответствующую переходу $3^2S_{1/2} - 3^2P_{1/2}$ атома Na, и фокусировалось на 10-сантиметровый столб паров Na с добавкой He при полном давлении около 1 торр. Импульсы лазерного излучения длительностью 500 нс имели энергию 300 мДж, что соответствует импульсной мощности 0,6 МВт. Степень ионизации паров определялась с помощью ВУФ-спектрографа, позволяющего измерять коэффициент поглощения в области $\lambda = 15-42$ нм. На рис. 4 представлены типичные денситограммы спектра, полученные без лазерного облучения (а) и при лазерном облучении (б). Как показывает сравнение коэффициентов поглощения в области $\lambda \approx 32,21$ нм, соответствующих переходам иона Na^+ , степень ионизации Na во время лазерного импульса достигает 100 %. На практически полную ионизацию паров Na указывало также резкое (10^6 раз) снижение коэффициента поглощения резонансного лазерного излучения в результате образования фоторезонансной плазмы. Уже первые прикидки, сделанные авторами²⁴, указали на сложный, многоступенчатый механизм ионизации паров в описываемых экспериментах. Ни трехфотонная ионизация, ни радиационные

столкновения



ни многоступенчатое столкновительное возбуждение



с последующей фотоионизацией возбужденных атомов Na (5s) не обладают настолько высокими значениями констант скоростей, чтобы объяснить наблюдаемую 100%-ную ионизацию атомов.

Аналогичные результаты были получены в работе²⁵, где ячейка, заполненная смесью паров Na с Ar при давлении в несколько торр, облучалась импульсами излучения лазера на красителе родамин 6G, накачиваемого

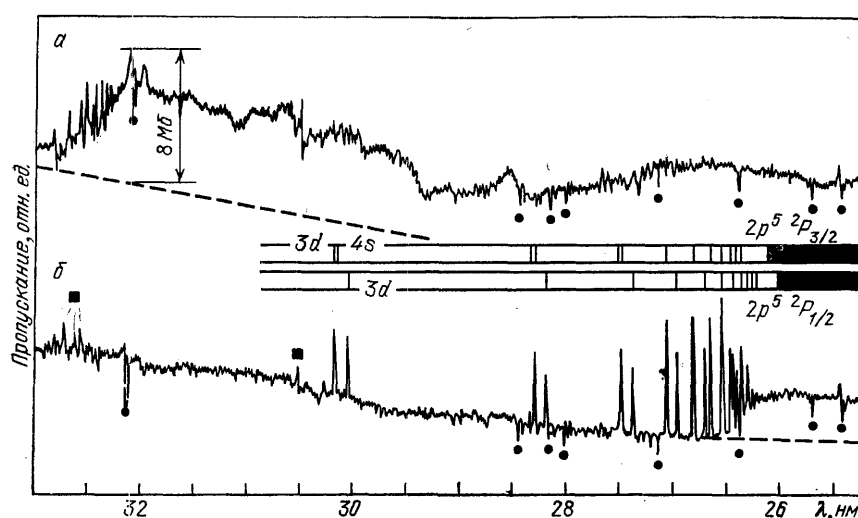


Рис. 4. Денситограммы спектра поглощения натрия²⁴.

a — Поглощение паров Na без облучения; кружками показаны линии излучения вакуумной дуги, штриховой линией — поглощение в He. *b* — Поглощение паров Na, облученных резонансным лазерным излучением. Черными квадратиками обозначены линии поглощения нейтрального Na

азотным лазером. Импульсы излучения мощностью 100 кВт имели длительность 10 нс и ширину линии ~0,1 нм. Ионизация газа регистрировалась по величине фототока, типичная зависимость которого от плотности паров Na представлена на рис. 5. На рис. 6 представлены зависимости температуры электронов от времени, прошедшего после окончания лазерного импульса, полученные методом двойного зонда Ленгмюра. Результаты зондовых измерений плотности электронов, выполненных в точке, отстоящей на 2 мм от фокуса лазерного луча, приведены в табл. I.

Таблица I. Значения плотности электронов N_e в фоторезонансной плазме, измеренные при различных значениях плотности паров Na²⁵

$N_{\text{Na}}, \text{см}^{-3}$	$5,9 \cdot 10^{14}$	$1,0 \cdot 10^{15}$	$1,8 \cdot 10^{15}$	$5,3 \cdot 10^{15}$
$N_e, \text{см}^{-3}$	$6,6 \cdot 10^{12}$	$9,5 \cdot 10^{12}$	$1,0 \cdot 10^{13}$	$7,0 \cdot 10^{12}$

Описанный выше эффект интенсивной ионизации паров под действием резонансного лазерного излучения наблюдался в последующих экспериментах с парами Li²⁶, Cs²⁷, Ca²⁸, Sr²⁹, Ba²⁸⁻³⁴, Na³⁵, Mg³⁶. Наиболее подробно свойства образующейся при этом ФРП исследованы в работе³⁶,

где пары Mg облучались излучением, соответствующим резонансному переходу $3^1S_0 \rightarrow 3^1P_1$ ($\lambda = 285,2$ нм) синглетной системы уровней. В качестве источника излучения использовался импульсный жидкостный лазер

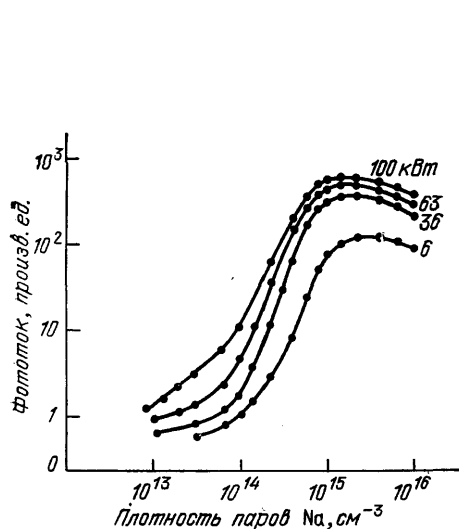


Рис. 5. Зависимости фототока от плотности паров Na, полученные при различных уровнях мощности лазера²³

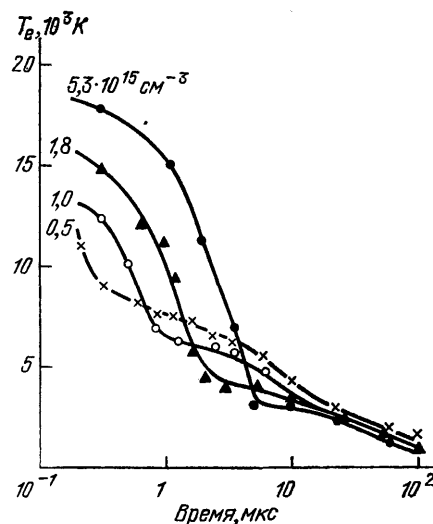


Рис. 6. Зависимости температуры электронов от времени, прошедшего после окончания импульса лазерного излучения²³

У кривых — различные значения концентрации паров Na

на красителе с удвоением частоты, накачиваемый излучением второй гармоники неодимового лазера с частотой повторения импульсов 3 Гц. Импульсы УФ излучения имели ширину линии $\sim 0,1$ см⁻¹, длительность ~ 10 нс при мощности ~ 1 кВт. Другой жидкостный лазер ($\lambda = 280,3$ нм), настроенный

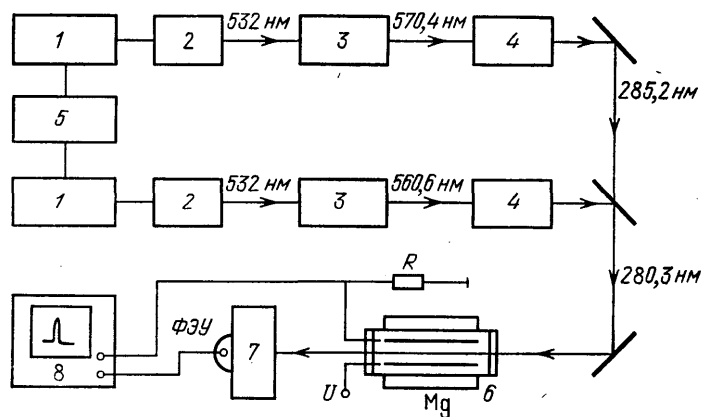


Рис. 7. Схема экспериментальной установки по формированию квазирезонансной лазерной плазмы в парах Mg³⁶

1 — лазер на гранате с неодимом; 2, 4 — удвоители частоты на основе KDP; 3 — лазер на красителе; 5 — блок задержки; 6 — ячейка с парами Mg; 7 — монохроматор с фотоумножителем; 8 — осциллограф

на переход $3^2P_{1/2} \rightarrow 3^2S_{1/2}$ иона Mg^+ , использовался для измерения концентрации ионов Mg^+ . Кроме этого, в эксперименте регистрировалась люминесценция паров Mg и измерялась зависимость фототока от времени. Импульс зондирующего излучения имел варьируемую в пределах до 100 мкс задержку относительно импульса накачки. Схема эксперимента³⁶ представлена на рис. 7.

Экспериментальная камера, изготовленная из нержавеющей стали и оснащенная кварцевыми окнами и внутренними плоскими электродами для измерения фототока, заполнялась инертным газом при давлении ~ 1 торр. Давление металлического пара (Mg) варьировалось в диапазоне 0,1 — 1,0 торр. При настройке излучения накачки на частоту резонансного перехода Mg в области фокуса лазерного луча возникало свечение паров Mg на частотах, соответствующих переходам $n^1D_2 - 3^1P_1$ ($n = 4-10$) синглетной системы и n^3S-3^3P ($n = 4,5$) триплетной системы уровней Mg. При этом отмечалось отсутствие излучения на сильной линии $5^1S_0 - 3^1P_1$ ($\lambda = 571,1$ нм) и некоторых других сильных линиях. Как показали измерения плотности ионов Mg, выполненные с помощью зондирующего излучения, максимальная концентрация ионов ($\sim 2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$) наблюдается примерно через 30 нс после окончания импульса излучения накачки, а полное время существования ФРП составляет ~ 10 мкс. Максимальная степень ионизации плазмы достигала 5 %. Отсутствие насыщения на зависимости плотности ионов от интенсивности излучения накачки позволяет рассчитывать на повышение плотности ФРП при использовании более интенсивного резонансного излучения накачки.

Еще одно заслуживающее внимания подробное исследование характера образования и физических свойств ФРП с достаточно высокой степенью ионизации выполнено авторами работы³⁵, где в качестве источника резонансного излучения использовался лазер на красителе (родамин С), накачиваемый излучением второй гармоники твердотельного импульсного лазера на алюмоиттриевом гранате типа ЛТИП4-5 с частотой повторения импульсов 12,5 Гц. С целью сужения и плавной перестройки линии излучения лазера на красителе использовалась дифракционная решетка (1200 штрихов/мм), устанавливаемая по схеме скользящего падения. Ширина линии излучения этого лазера составляла ~ 1 нм, мощность излучения ≈ 40 кВт при длительности импульса $\sim 10^{-8}$ с. Лазер настраивался либо на резонансный переход Na ($\lambda = 589,0$ нм), либо на длину волны 578,7 нм, соответствующую двухфотонному поглощению в возбужденное состояние Na ($4d^2D_{5/2}$).

Пары Na, разбавленные инертными газами, заполняли изготовленную из пирекса разрядную трубку с ниобиевыми трубчатыми электродами. Давление паров в трубке поддерживалось с помощью нагревательного элемента. В условиях эксперимента один импульс лазерного излучения содержал примерно $5 \cdot 10^{14}$ фотонов. Примерно такое же количество атомов Na содержалось в облучаемом объеме. При этом подбирались такие условия, чтобы, с одной стороны, достигалось практически полное поглощение лазерного излучения, а с другой стороны — интенсивность поглощения слабо изменялась вдоль лазерного луча. Это обеспечивалось отстройкой частоты лазерного луча от центра линии поглощения примерно на четыре ширины доплеровского контура поглощения (равной 0,0024 нм). В то время как для центра линии поглощения оптическая плотность среды составляла $\sim 10^6$, для отстроенной частоты она была близка к единице.

Образование ФРП регистрировалось по изменению электропроводности облучаемого объема. С этой целью на электроды разрядной трубки подавалось напряжение, меньшее напряжения зажигания разряда, и регистрировался ток, возникающий в электрической цепи под действием лазерной подсветки. Осциллограмма этого тока, полученная при напряжении на электродах 100 В и давлении паров Na $3 \cdot 10^{-3}$ торр, представлена на рис. 8. Давление буферного газа составляло 1 торр. При повышении давления паров Na с $3 \cdot 10^{-4}$ торр до 0,2 торр величина сигнала и его длительность возрастали более чем на порядок. При отстройке от резонанса на $\lambda = 589$ нм образования плазмы не наблюдалось.

Образование плазмы наблюдалось также при двухфотонном лазерном возбуждении уровня $4p^2D_{5/2}$. Полученные при этом осциллограммы тока

при давлении паров $\text{Na} \sim 5 \cdot 10^{-3}$ торр представлены на рис. 9. Быстро нарастающий передний фронт импульса тока авторы работы³⁵ связывают с явлением трехфотонной ионизации атомов через двухфотонный резонанс, а последующее, более плавное увеличение электропроводности — с дополнительным механизмом образования свободных электронов (нагрев элек-

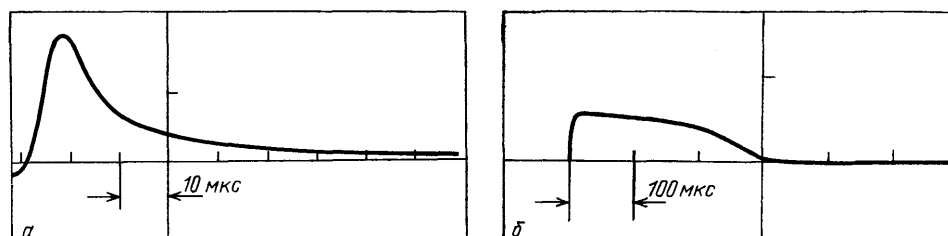


Рис. 8. Осциллограмма фототока, возникающего при облучении разрядной трубки, со смесью $\text{Na} + \text{Ne}$ импульсом лазерного излучения ($\lambda = 589 \text{ нм}$)³⁵ в присутствии разряда (а) и при напряжении ниже напряжения зажигания разряда (б)

тронов за счет сверхупругих процессов и последующая ионизация атомов электронным ударом).

Как показывает анализ экспериментов по созданию и исследованию лазерной ФРП, плазма достаточно высокой плотности образуется при использовании весьма маломощного лазерного излучения. Это обусловлено высокой поглощающей способностью газов по отношению к резонансному излучению, а также высокой эффективностью преобразования энергии резонансно возбужденных атомов в энергию ионизации.

2.3. Квазирезонансная плазма

Как было установлено в ряде экспериментов последних лет^{13,29,37}, для образования фоторезонансной плазмы необязательно использовать излучение, частота которого соответствует резонансному переходу между основным и возбужденным состояниями атома. Эффективная ионизация атомов металлического пара наблюдалась также при использовании излучения, соответствующего переходу между двумя возбужденными состояниями атома. При этом интенсивность лазерного излучения была не настолько высокой, чтобы можно было приписать такой неожиданный результат эффектам многофотонной ионизации атомов, в том числе с нерезонансным оптическим возбуждением реального уровня³⁸.

Плазма рассматриваемого типа получила название «квазирезонансная лазерная плазма». Как установлено в результате подробных экспериментальных исследований, для образования квазирезонансной плазмы может быть использовано излучение на одной из многих частот, соответствующих переходам между возбужденными состояниями атома. Так, квазирезонансная цезиевая плазма эффективно образовывалась при облучении паров Cs лазерным излучением $\lambda = 583,9; 601,0; 603,5$ и $621,3 \text{ нм}$, что соответствует переходам $^2\text{S}_{1/2} 10\text{s} \rightarrow ^2\text{P}_{1/2} 6\text{p}$, $^2\text{D}_{3/2} 8\text{d} \rightarrow ^2\text{P}_{1/2} 6\text{p}$, $^2\text{S}_{1/2} 10\text{s} \rightarrow ^2\text{P}_{3/2} 6\text{p}$, $^2\text{D}_{3/2} 8\text{d} \rightarrow ^2\text{P}_{3/2} 6\text{p}$, а также при использовании излучения на некоторых других переходах атома¹³. При этом образование квазирезонансной плазмы носит пороговый характер — это явление наблюдается лишь при превышении определенных значений давления пара и интенсивности лазерного облучения.

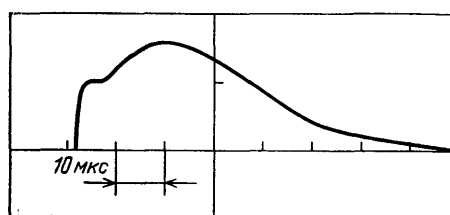


Рис. 9. Осциллограмма фототока, наблюдаемого при двухфотонном лазерном возбуждении паров Na ($\lambda = 578,9 \text{ нм}$)³⁵

Еще одна интересная особенность квазирезонансной лазерной плазмы связана с относительно низким уровнем интенсивности излучения, используемого для ее поддержания. Так, в цитированной выше серии работ¹³ непрерывное облучение цезиевого пара плотностью $\sim 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ квазирезонансным излучением мощностью до $\sim 100 \text{ мВт}$ приводило к образованию плазмы со степенью ионизации 10^{-3} . Схема эксперимента¹³ представлена на рис. 10. Как показывает анализ фотографий плазменного шнура, образующегося при фокусировании луча непрерывного лазера мощностью 10 мВт , протяженность шнура составляет около 4 мм , а диаметр — менее 1 мм . Еще более слабое излучение использовалось в работе³⁷ для поддержания плазмы в парах Na. Это излучение мощностью $\sim 2 \text{ мВт}$ настраивалось в резонанс с переходами $3p-4d$ ($\lambda = 568,8$ или $568,2 \text{ нм}$) атома Na. Давление паров

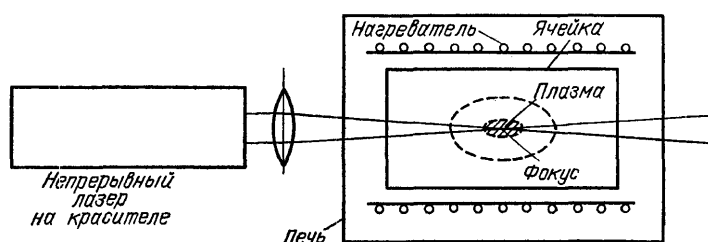
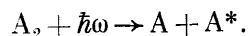


Рис. 10. Схема эксперимента по формированию квазирезонансной лазерной плазмы с помощью лазера на красителе непрерывного действия¹³

Na составляло ~ 10 Торр. Подробные спектральные исследования образующейся плазмы привели авторов к выводу об определяющей роли в образовании плазмы процесса ассоциативной ионизации с участием атома Na ($4d$).

Механизм ионизации газа под действием квазирезонансного излучения¹³ включает в себя процесс фотодиссоциации димеров металлического пара, всегда присутствующих в системе:



Один из атомов, образующихся в результате фотодиссоциации димера, находится в возбужденном состоянии (в случае Cs это состояние $6p^2P_{1/2,3/2}$) и способен уже резонансным образом поглощать лазерное излучение. Это приводит к образованию высоковозбужденных атомов, ионизация которых происходит в результате последующих столкновительных процессов.

2.4. Пучковая и струйная фоторезонансная плазма

Наиболее продуктивный путь изучения первичных исходных механизмов, ответственных за формирование ФРП, связан с использованием атомных пучков. В этом случае удастся свести к минимуму роль вторичных столкновительных процессов, выделить в чистом виде процесс, происходящий при участии оптически возбужденных атомов и приводящий к их ионизации. Характерным примером такого эксперимента может служить работа³⁹, где эффузионный пучок атомов Na облучался настроенным на резонансный переход лазером на красителе с накачкой аргоновым ионным лазером. Плотность атомов в облучаемой зоне составляла 10^9 см^{-3} , интенсивность лазерного излучения — $0,5 \text{ Вт/см}^2$, ширина линии — 20 МГц . Положительные ионы извлекались из области взаимодействия с помощью пары электродов, находящихся под напряжением и создающих электрическое поле в ячейке. Далее ионы поступали на вход квадрупольного масс-спектрометра. Это позволило установить, что в условиях эксперимента образуются только молекулярные ионы Na_2^+ . Как показало сопоставление результатов масс-

спектрометрических измерений с результатами относительных измерений концентрации резонансно возбужденных атомов, выполненных по флюоресценции пучка, наблюдается пропорциональная связь между выходом ионов Na_2^+ и квадратом плотности возбужденных атомов Na . Это позволило сделать вывод об определяющей роли процесса ассоциативной ионизации



и установить значения константы скорости этого процесса ($\sim 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3/\text{с}$) и его сечения ($\sim 0,5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$)*.

Более высокая интенсивность ионизации с помощью резонансного излучения была достигнута в струйной установке⁴⁰, где таким способом формировался пучок моноэнергетичных ионов Cs^+ . В качестве источника струи цезиевого пара использовалась стеклянная камера, поддерживаемая при постоянной температуре в диапазоне 400–500 К (давление паров

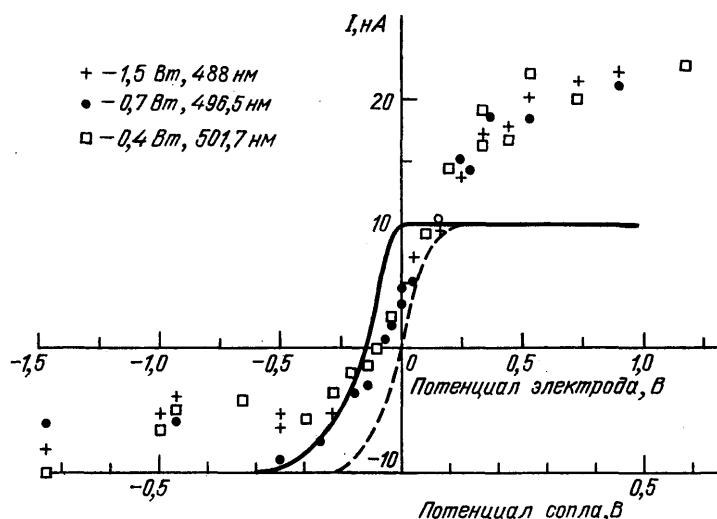


Рис. 11. Зависимости фототока ионов Cs^+ от вытягивающего напряжения, полученные при использовании лазера непрерывного действия различной мощности и длины волны³⁹

$\text{Cs} \sim 2 \cdot 10^{-3} \div 0,2$ торр) и снабженная соплом диаметром 0,12 мм. Таким образом формировалась струя паров, сосредоточенная в телесном угле $\theta = 2,7 \cdot 10^{-2}$ стер, характеризующаяся интенсивностью $8,6 \cdot 10^{11}$ атомов/с и средней энергией атомов $\sim 0,06$ эВ. Такого же порядка и величина разброса энергий атомов в струе. Это соответствует плотности атомов Cs вблизи критического сечения сопла $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Ионизация атомов Cs производилась в две стадии. На первой стадии использовалось резонансное излучение полупроводникового инжекционного лазера на GaAlAs ($\lambda = 852,1 \text{ нм}$), переводящее атомы Cs в состояние $6^2\text{P}_{3/2}$. На второй стадии использовалось излучение аргонового ионного лазера ($\lambda = 488,0; 496,5$ и $501,7 \text{ нм}$), обеспечивающее фотоионизацию резонансно возбужденных атомов. На рис. 11 представлена зависимость фототока от вытягивающего напряжения. Согласно оценкам поток ионов в струе достигал значений 10^8 с^{-1} . Существенное увеличение этого параметра получено в последующей работе этого же автора⁴⁰, где достигнуты значения $\sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$ при разбросе энергий ионов на уровне 0,15 эВ.

*) Отметим, что значения констант скорости (сечений) процесса (2.4), полученные в различных экспериментальных установках, различаются между собой в пределах 1–2 порядков. Как установлено авторами работы⁶⁵, подробно проанализировавшими этот вопрос, указанное расхождение объясняется различием в распределениях возбужденных атомов по скоростям в разных экспериментальных условиях.

Двухступенчатая и многоступенчатая фотоионизация атомов с успехом использовалась для получения пучков ионов Ca^{+41} , In^{+42} (под действием излучения лазера на красителе), Al^{+43} (при использовании излучения эксимерного XeCl -лазера) и др.^{13,15}. Образованные таким образом пучки ионов характеризовались чрезвычайно высокими значениями моноэнергетичности и степени чистоты, недостижимыми в случае использования других способов формирования ионного пучка. При этом получаемые потоки ионов, как и в цитированных выше работах, были относительно невелики, так что проблемы вытягивания положительных ионов из фоторезонансной плазмы не возникало. Дальнейшее увеличение эффективности ионизации атомов в атомных пучках и струях может привести к возникновению эффектов дебаевского экранирования, препятствующего проникновению электрического поля в фоторезонансную плазму и ограничивающего величину предельного тока ионов, вытягиваемых из плазмы. Указанные ограничения подробно анализируются в работе⁴⁴.

3. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ФОТОРЕЗОНАНСНОЙ ПЛАЗМЕ

3.1. Фото процессы

Фоторезонансная плазма создается и управляется группой элементарных процессов, которые мы далее и рассмотрим.

Первый из них — поглощение резонансного излучения, приводящее к созданию высокой концентрации возбужденных атомов. Столкновение возбужденных атомов друг с другом приводит к образованию высоковозбужденных атомов, а также ионов и электронов. Последующие соударения образовавшихся электронов с возбужденными и невозбужденными атомами устанавливают равновесие по возбужденным состояниям атомов, а также равновесие между возбужденными состояниями атомов и состоянием непрерывного спектра. Потери энергии фоторезонансной плазмы связаны с ее излучением на резонансных линиях. Все эти элементарные процессы мы далее и рассмотрим.

Особенности фотопроцессов в фоторезонансной плазме состоят в том, что длина пробега резонансных фотонов относительно мала, так что большую роль играют процессы переизлучения⁴⁵. При не очень высоких плотностях атомов уширение резонансной линии определяется столкновением атома в возбужденном состоянии и атома в основном состоянии. Уширение происходит под действием диполь-дипольного взаимодействия, причем существенный вклад в сечение этого процесса вносит передача возбуждения. В табл. II

Таблица II. Ширина резонансной линии (в ед. $\pi N g^2 / \hbar$)

Основное состояние	$1S_0$	$2S_{1/2}$	$2S_{1/2}$	$3S_1$	$3S_1$
Возбужденное состояние	$1P_1$	$2P_{1/2}$	$2P_{3/2}$	$3P_1$	$3P_2$
Ширина спектральной линии	2,41	1,20	1,86	1,4	1,8

приведены параметры уширения спектральной линии для перехода $S \rightarrow P$, вычисленные в работах⁴⁶⁻⁴⁸. Ширина линии дается в ед. $\pi N g^2 / \hbar$, где N — плотность атомов в основном состоянии, величина g^2 дается соотношением

$$g^2 = \frac{1}{2j+1} \sum_{m, m_0} |\langle j_0 m_0 | \mathbf{D} | j m \rangle|^2, \quad (3.1)$$

где j_0 , m_0 — момент и проекция момента на выделенное направление для основного состояния атома; j , m — те же параметры для возбужденного состояния атома; \mathbf{D} — оператор дипольного момента атома.

В табл. III приводятся значения параметра g^2 для ряда атомов с указанием резонансно возбужденного состояния, переходу в которое из основного состояния отвечает приведенное значение⁴⁹. В этой таблице даны также значения длин волн переходов и времен жизни рассматриваемых возбужденных состояний⁵⁰.

Таблица III. Параметры переходов в резонансно возбужденные состояния

Возбужденное состояние атома	H (2 $2P$)	He (2 $1P$)	Li (2 $2P$)	Na (3 $2P_{1/2}$)	Na (3 $2P_{3/2}$)	Mg (3 $1P_1$)	K (4 $2P_{1/2}$)	K (4 $2P_{3/2}$)	Ca (4 $1P_1$)
Длина волны λ , нм	121,57	58,43	670,8	589,6	589,0	285,2	769,9	766,5	422,7
Время жизни τ , нс	1,60	0,555	27,3	16,4	16,3	2,1	27	27	4,6
g^2 , а. е.	0,555	0,177	3,65	6,28	6,28	3,76	8,80	8,63	6,91
k_0 , 10^{15} см $^{-1}$	13	18	3,6	1,2	1,5	5,3	0,86	1,1	2,9
Возбужденное состояние атома	Zn (4 $1P_1$)	Rb (5 $2P_{1/2}$)	Rb (5 $2P_{3/2}$)	Sr (5 $1P_1$)	Cd (5 $1P_1$)	Cs (6 $2P_{1/2}$)	Cs (6 $2P_{3/2}$)	Ba (6 $1P_1$)	Hg (6 $1P_1$)
Длина волны λ , нм	213,9	794,8	780,0	460,7	228,8	894,4	852,1	553,6	185,0
Время жизни τ , нс	1,4	28,5	26,5	6,2	1,7	31	31	8,5	1,3
g^2 , а. е.	2,82	9,48	9,32	7,79	3,01	11,6	11,6	8,5	2,41
k_0 , 10^{15} см $^{-1}$	6,0	0,81	1,1	2,3	5,3	0,77	0,90	2,2	5,6

Представленные параметры позволяют определить сечение поглощения и излучения фотона, а также коэффициент поглощения. Сечение поглощения на частоте ω , близкой к резонансной, равно^{51,52}

$$\sigma_{\omega} = \frac{\lambda^2}{4\tau} a_{\omega} \frac{g_b}{g_0},$$

где λ — длина волны излучения, τ^{-1} — вероятность спонтанного излучения для рассматриваемого перехода, a_{ω} — форма линии поглощения, g_0 , g_b — статистические веса уровней, участвующих в переходе.

В том случае, когда уширение линии перехода обусловлено столкновениями с отдельными атомами, форма линии поглощения имеет вид

$$a_{\omega} = \frac{\Delta\omega}{2\pi} \left[(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\Delta\omega}{2} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (3.2)$$

где ω_0 — частота, соответствующая центру линии, $\Delta\omega$ — ширина линии. Для фоторезонансной плазмы с реальными параметрами перенос излучения определяется именно этим механизмом. При этом сама ширина линии может определяться доплеровским механизмом уширения. Например, в случае паров натрия при температуре паров 1000 К ширины линий за счет ударного и доплеровского механизмов уширения сравниваются для перехода в резонансное $3^2P_{1/2}$ -состояние при плотности атомов в паре $7 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, а для перехода в состояние $3^2P_{3/2}$ — при плотности атомов $5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Однако, поскольку в фотопроцессах в оптически плотном паре существенный вклад вносится крыльями линий, доплеровское уширение несущественно и при более низких плотностях атомов.

С учетом формул (3.1), (3.2) и данных табл. II выражение для коэффициента поглощения в центре линии может быть представлено в виде

$$k_0 = N\sigma(\omega = \omega_0) = \frac{\lambda^2}{4\pi^2\tau g^2 b} \frac{g_b}{g_0} (1 - e^{-\hbar\omega/T}), \quad (3.3)$$

причем значения коэффициента b приведены в табл. II и T — температура, отвечающая заселенности возбужденных состояний. Поскольку концентрация возбужденных атомов в фоторезонансной плазме выше, чем в газоразрядной, то фактор, включающий температуру возбужденных атомов, для фоторезонансной плазмы существеннее.

В табл. III приводятся значения коэффициента поглощения в центре линии для ряда переходов в пределе $\hbar\omega \gg T$, когда выражение в скобках в формуле (3.3) равно 1. Заметим, что ударная теория уширения, для которой приводятся эти данные, справедлива при выполнении критерия^{51,52}

$$\frac{\bar{v}}{\sigma_{\pi}^{1/2}} \gg \Delta\omega \gg \frac{1}{\tau}; \quad (3.4)$$

здесь $\Delta\omega$ — сдвиг частоты по отношению к центру линии, τ — излучательное время жизни возбужденного состояния, \bar{v} — тепловая скорость движения атомов, σ_{π} — полное сечение рассеяния при соударении атомов в основном и возбужденном состояниях*). Правое неравенство указывает, что ударная ширина значительно превышает естественную ширину линии, обусловленную конечным временем жизни. При его нарушении коэффициент поглощения фотона в центре линии зависит от плотности газа, причем при малой плотности газа пропорционален ей. Отметим, что для Na ($3^2P_{1/2}$) $\Delta\omega = 1/\tau$ при плотности атомов натрия $4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

При нарушении левой части неравенства (3.4) вместо ударной теории уширения следует использовать квазистатическую. Однако это не имеет принципиального значения, ибо вид зависимости формы линии излучения a_{ω} на крыле линии от плотности атомов и частоты фотонов в обоих случаях одинаковый.

Полученные результаты можно использовать для определения мощности, теряемой фоторезонансной плазмой на излучение. Вероятность пройти резонансному фотону расстояние d без поглощения пропорциональна $(k_0 d)^{-1}$, где k_0 — коэффициент поглощения в центре линии. Отсюда получаем выражение для потока фотонов, испускаемого фоторезонансной плазмой⁵³:

$$j = a \frac{N_b d^{1/2}}{\tau k_0^{1/2}}, \quad (3.5)$$

где a — численный коэффициент, N_b — плотность возбужденных атомов, d — расстояние между границами плазмы в плоской геометрии или диаметр цилиндра, ограничивающего ее объем. В случае если плазма находится между бесконечными параллельными плоскостями, то $a = 0,376$, если она занимает объем бесконечного цилиндра, то $a = 0,274$, а если она находится внутри шара, то $a = 0,226$ ⁵³.

3.2. Столкновение электронов с возбужденными атомами

Важную роль в фоторезонансной плазме играют процессы столкновения электронов с возбужденными атомами. Температура и плотность электронов устанавливаются в результате соударения электронов с атомами в

*) Отметим, что, например, для уширения резонансной линии $3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{1/2}$ в натрии этот критерий имеет вид $10 \gg \Delta\omega \gg 5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$.

основном и резонансно возбужденном состояниях, а также в результате последующих процессов возбуждения и ионизации резонансно возбужденных атомов. Рассмотрим эти процессы.

Исследуем сначала тушение возбужденного состояния электронным ударом. Существенно, что константа скорости этого процесса $k_{\text{туш}}$ не зависит от энергии электрона, пока энергия электрона ϵ много меньше энергии возбуждения $\Delta\epsilon$ ⁵⁴. Реально эта закономерность имеет место и при $\epsilon \sim \Delta\epsilon$. Воспользуемся простым представлением⁵⁵ для константы скорости возбуждения резонансного состояния атома электронным ударом, которое требует, чтобы сечение возбуждения соответствовало борновскому приближению при больших энергиях и отвечало совокупности экспериментальных данных в пороговой области энергий. Тогда константу скорости тушения резонансно возбужденного состояния можно представить в виде^{55,56}

$$k_{\text{туш}} = \frac{k_0}{\tau \Delta\epsilon^{7/2}}, \quad T_e \lesssim \Delta\epsilon, \quad (3.6)$$

где τ — излучательное время жизни возбужденного состояния, k_0 — универсальная константа. В табл. IV приведены значения констант скорости тушения атомов щелочных металлов электронным ударом, измеренных и вычисленных в работах⁵⁷⁻⁵⁹ в области температур до 1 эВ. Эти данные усреднены

Таблица IV

Атом	$k_{\text{туш}}, 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$	$k_0, 10^{-14} \text{ см}^3 \text{ эВ}^{7/2}$
K (4^2P)	$3,2 \pm 0,4$	$4,6 \pm 0,6$
Rb (5^2P)	$3,4 \pm 0,5$	$4,7 \pm 0,7$
Cs (6^2P)	$4,1 \pm 0,7$	$4,5 \pm 0,8$

по значениям, относящимся к разным температурам и разным измерениям и расчетам. Если τ в формуле (3.6) измерять в 10^{-8} с, а $\Delta\epsilon$ — в эВ, то полученное на основе этого значение параметра k_0 в формуле (3.6) составит $(4,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$. Константа скорости возбуждения электронным ударом может быть получена из константы скорости тушения на основе принципа детального равновесия.

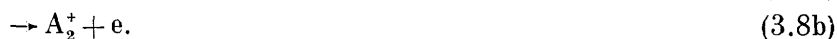
Достаточно надежное определение скоростей ионизации и рекомбинации в фоторезонансной плазме может быть проведено при определенных условиях, накладываемых на параметры такой плазмы. С одной стороны, плотность электронов в такой плазме должна быть достаточно велика, так что ионизация носит ступенчатый характер, а с другой стороны, температура электронов должна быть относительно малой, так что в процессах ионизации и рекомбинации участвует много возбужденных состояний атома. При этих условиях справедлива теория неравновесной плазмы^{45,60,61} согласно которой

$$\frac{\alpha}{N_e} = \frac{\mathcal{K}_0}{T_e^{9/2}}, \quad K_{\text{ступ}} = \frac{g_e g_1}{g_a} \frac{\kappa}{T_e^3} e^{-J/T_e}; \quad (3.7)$$

здесь g_e, g_1, g_a — статистические веса электрона, иона и атома соответственно, J — потенциал ионизации атома, $\mathcal{K}_0 = (4,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-26} \text{ см}^6 \text{ эВ}^{9/2}/\text{с}$, $\kappa = (3,1 \pm 0,9) \cdot 10^{-5} \text{ см}^3 \text{ эВ}^3/\text{с}$. Указанная погрешность учитывает степень совпадения результатов расчетов коэффициентов рекомбинации, выполненных для разных моделей. Отметим, что $K_{\text{ступ}}$ может относиться и к ступенчатой ионизации возбужденного атома. Представленная информация будет использована далее при анализе кинетики фоторезонансной плазмы.

3.3. Ионизация с участием возбужденных атомов

Фоторезонансная плазма, поддерживаемая с помощью резонансного излучения, неравновесна. Плотность возбужденных атомов в ней превышает свое равновесное значение, отвечающее данному значению температуры электронов. В такой ситуации важную роль в образовании плазмы играют процессы, происходящие при участии возбужденных атомов. Один из таких процессов, подробно рассмотренный выше, — тушение возбужденных атомов электронным ударом, приводящее к перекачке энергии резонансного излучения в энергию свободных электронов. Нагреваемые таким образом электроны могут затем сталкиваться с возбужденными и невозбужденными атомами, вызывая их возбуждение или ионизацию. Еще один тип процессов, играющих существенную роль в переработке энергии резонансного излучения в энергию ионизации, — столкновительная ионизация с участием возбужденных атомов:



Первый из двух выписанных процессов носит название процесса Пеннинга, второй — ассоциативной ионизации. Результаты подробных экспериментальных исследований этих процессов изложены во многих публикациях (см., например, ^{3,54,56,62,63}).

Для протекания процесса (3.8b) требуется меньше внутренней энергии атомов, чем для протекания процесса (3.8a), поэтому процесс ассоциативной ионизации проявляется в более широкой области условий фоторезонансной плазмы, нежели процесс Пеннинга. Для оценки возможности и эффективности протекания процесса ассоциативной ионизации можно установить знак и величину дефекта энергии этого процесса, определяемого как разность внутренних энергий начального и конечного состояний системы:

$$\delta\epsilon = J(A) - D(A_2^+) - 2\Delta\epsilon,$$

где $J(A)$ — потенциал ионизации атома, $D(A_2^+)$ — энергия связи молекулярного иона, $\Delta\epsilon$ — энергия резонансного возбуждения атома. В случае атомов инертных газов величина $\delta\epsilon$ имеет большое отрицательное значение, поэтому сечение ионизации оказывается порядка сечения захвата при столкновении двух возбужденных атомов ⁶².

С точки зрения создания фоторезонансной плазмы нам более интересны пары щелочных металлов. В табл. V представлены значения $\delta\epsilon$, вычисленные для атомов этого типа.

Таблица V. Значения величины $\delta\epsilon = J(A) - D(A_2^+) - 2\Delta\epsilon$ для атомов щелочных металлов

Возбужденный атом	Li (2 ² P)	Na (3 ² P)	K (4 ² P _{1/2})	Rb (5 ² P _{1/2})	Cs (6 ² P _{1/2})
$\delta\epsilon$, эВ	0,39	—0,002	0,32	0,36	0,48

Как видно, для всех атомов, за исключением Na, энергии возбуждения двух атомов недостаточно для ионизации. Но и в случае Na для протекания процесса необходимо преодоление потенциального барьера (рис. 12 ⁶⁴) высотой $\Delta U = 0,11 \pm 0,02$ эВ ⁶⁴. Этим объясняется резкая температурная зависимость константы скорости процесса $2Na(3p) \rightarrow Na_2^+ + e$, а также высокая чувствительность этого параметра к виду функции распределения ато-

мов по скоростям⁶⁵, которая проявляется в разбросе результатов различных экспериментов и диапазоне двух порядков величины^{38,66,67}.

Из сказанного следует, что в фоторезонансной плазме щелочного металла для ионизации необходимо наличие возбужденных атомов (A^{**}) с энергией возбуждения, заметно превышающей энергию резонансного перехода. Образование этих атомов может происходить при парных соударениях резонансно возбужденных атомов



Константа скорости процесса (3.9) для характерных энергий атомов в фоторезонансной плазме по порядку величины совпадает с константой скорости захвата при столкновении возбужденных атомов, т. е. оказывается порядка $10^{-10} - 10^{-9}$ см³/с.

Последующие соударения высоковозбужденных атомов A^{**} с резонансно возбужденными атомами A^* приводят к ионизации по механизму (3.8а) или (3.8б). При этом величина константы скорости пеннинговской ионизации (3.8а) при участии возбужденного (A^*) и высоковозбужденного (A^{**}) атомов дается соотношением⁵⁴

$$k_{\text{ион}} = b \frac{J^*}{\Delta \varepsilon^2} f^{2/5}, \quad (3.10)$$

справедливым, если процесс происходит при далеких пролетах атомов, когда упругое рассеяние несущественно *). Здесь параметр $b = 1,6 \cdot 10^{-6}$ см³эВ/с, J^* — потенциал ионизации высоковозбужденного атома A^{**} , $\Delta \varepsilon$ — энергия резонансного возбуждения атома A^* , f — сила осциллятора для резонансного перехода. Как видно, величина $K_{\text{ион}} \sim 10^{-7} \div 10^{-6}$ см³/с, что значительно превышает константу скорости процесса (3.9). Поэтому ступенчатое возбуждение при столкновении двух возбужденных атомов обычно приводит к быстрой, практически мгновенной ионизации высоковозбужденного атома A^{**} .

Как было отмечено выше, при столкновении резонансно возбужденных атомов щелочных металлов ассоциативная ионизация (3.8б) практически не происходит, что связано с недостатком энергии. С ростом энергии возбуждения атома сечение ассоциативной ионизации возрастает. В случае высоковозбужденных атомов с энергией связи электрона меньше или порядка энергии диссоциации молекулярного иона $D(A_2^+)$ возможна ассоциативная ионизация при столкновении высоковозбужденного атома с невозбужденным:



Указанный процесс эффективно протекает при сближении ядер на расстояние, много меньшее размера высоковозбужденного атома, однако много большее размера невозбужденного атома.

В момент перехода валентный электрон находится далеко от близкорасположенных атома и иона, поэтому характеристики процесса существенно зависят от энергии связи слабосвязанного электрона и слабо чувствительны

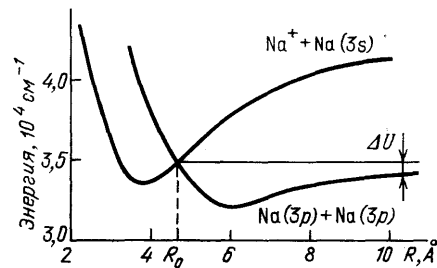


Рис. 12. Потенциальные кривые состояний Na_2 , участвующих в процессе ассоциативной ионизации⁶⁴

*) В реальных условиях фоторезонансной плазмы условие применимости формулы (3.10) может не выполняться, однако ее можно использовать в качестве оценки. Другой предельный случай для процесса (3.9) соответствует ситуации, когда атом A^{**} находится в ридберговском состоянии. При этом $K_{\text{ион}} = K_{\text{туш}}$, где $K_{\text{туш}}$ — константа скорости тушения резонансно возбужденного электронным ударом атома (см. табл. IV, формулу (3.6)).

к сорту атома А. Основанная на этих особенностях теоретическая модель процесса ассоциативной ионизации (3.11) была развита в работах^{68,69}. Согласно теории, ассоциативная ионизация происходит вследствие фотоотрыва валентного слабосвязанного электрона, который происходит в результате перехода молекулярного иона с отталкивательного, нечетного, на притягивательный, четный, терм. Вычисленные на основании этой теории зависимости

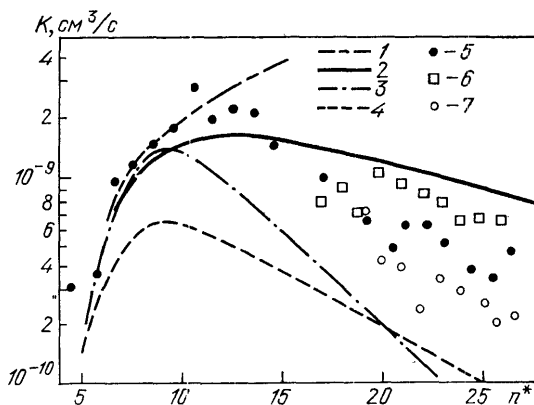


Рис. 13. Зависимости константы скорости ассоциативной ионизации $\text{Na}(n^*, l) + \text{Na}(3s) \rightarrow \text{Na}_2^+ + e$ от эффективного значения главного квантового числа n^* , вычисленные на основании модели⁶⁸ и измеренные в работе⁷⁰.

Теория: 1 — суммарная константа; 2 — $l = 1$; 3 — $l \geq 2$; 4 — $l = 0$. Эксперимент: 5 — $l = 1$; 6 — $l = 0$; 7 — $l \geq 2$.

константы скорости процесса (3.11) для Na от эффективного значения главного квантового числа n^* сравниваются с результатами измерений на рис. 13⁷⁰. Аналогичные зависимости получены экспериментально также в работах^{71,72} (Rb),⁷³⁻⁷⁵ (Na),⁷⁶ (Ba),⁷⁷ (Li),⁷⁸ Cs. Эти зависимости характеризуются наличием максимума в области $n^* \approx 10$, где константа скорости

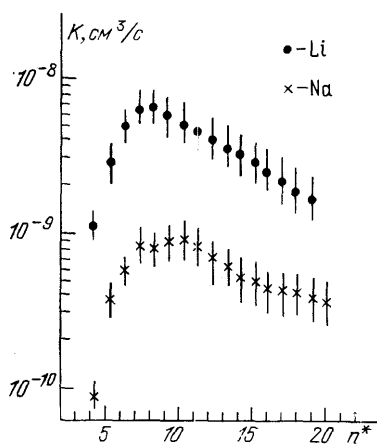


Рис. 14. Константа скорости ассоциативной ионизации атомов Li⁷⁷ ($T = 100$ K) и Na⁷⁵ ($T = 1000$ K) в зависимости от эффективного значения главного квантового числа n^* .

ассоциативной ионизации принимает значение $\sim 10^{-9} \div 10^{-8}$ см³/с, и убыванием по закону $k \sim (n^*)^{-3}$ в области $n^* > 15$. При этом, поскольку радиационное время жизни высоковозбужденного атома характеризуется зависимостью $\tau \sim n^{*3}$, отношение числа атомов, претерпевающих ассоциативную ионизацию, к числу атомов (в данном высоковозбужденном состоянии), распадающихся в результате спонтанного излучения, пропорционально произведению $k\tau$ и оказывается не зависящим от величины n^* . Указанное отношение возрастает с ростом давления пара. При достаточно больших давлениях (обычно это соответствует плотности пара $N \geq 10^{14}$ см⁻³) спонтанное излучение становится несущественным, так что все атомы, возбужденные в состояние с данным значением эффективного главного квантового числа $n^* > 15$, претерпевают ассоциативную ионизацию⁷⁴.

Максимальное значение константы скорости ассоциативной ионизации, наблюдавшееся в экспериментах, достигает величины $\sim 10^{-8}$ см³/с в случае Li⁷⁷. Результаты этого эксперимента сравниваются на рис. 14 с результатами, полученными теми же авторами для Na⁷⁵.

Еще один эффективный механизм столкновительной ионизации возбужденных атомов реализуется в случае соударения высоковозбужденного атома с электроотрицательным атомом или молекулой. При этом возможна ионизация с образованием положительного и отрицательного ионов. В случае

щелочных металлов, атомы которых обладают сродством к электрону, указанный механизм может реализоваться в однокомпонентном газе⁷⁹⁻⁸¹;



Результаты измерений константы скорости процесса (3.12) для различных состояний атома Rb приведены в табл. VI⁸⁰.

Таблица VI. Константа скорости ионизации с образованием положительного и отрицательного ионов $Rb(nl) + Rb(5s) \rightarrow Rb^+ + Rb^-$ ⁸⁰

nl	5d	7s	7p	6d	8s	7d	9s	8d	10s
$k, 10^{-14} \text{ см}^3/\text{с}$	$1,1 \pm 0,6$	10 ± 5	30	110 ± 30	39	8 ± 3	< 6	< 1	< 1

Несколько более высокое значение сечения, чем в рассмотренном случае Rb, приводится в работе⁸¹, где исследовался процесс (3.12), протекающий с участием высоковозбужденного атома Na ($n=7$). Согласно этим измерениям величина сечения составляет $\sim 10^{-15} \text{ см}^2$.

Значительно более эффективно протекает процесс ионизации с образованием положительного и отрицательного иона в случае, если оба сталкивающихся атома находятся в высоковозбужденном состоянии. Так, согласно измерениям⁸¹, сечение процесса $2Na(n=20) \rightarrow Na^+ + Na^-$ составляет $\sim 10^{-12} \text{ см}^2$. Подобный экспериментальный факт является довольно неожиданным, поскольку в результате протекания указанного процесса выделяется энергия свыше 5 эВ, а такого типа сильно экзотермичные процессы обычно характеризуются невысокими сечениями.

Высокими сечениями характеризуется также процесс ионизации высоковозбужденных атомов при столкновении с электроотрицательными молекулами, например SF_6 ⁸²⁻⁸⁴ (см. также цитированные там работы):



Как установлено в результате этих исследований, слабосвязанный электрон при столкновении ридберговского атома с электроотрицательной молекулой ведет себя как свободный электрон, кинетическая энергия которого равна средней кинетической энергии электрона в ридберговском атоме. При этом сечение перезарядки (3.13) близко к сечению захвата электрона молекулой. На рис. 15 представлены измеренные в^{82,83} зависимости константы скорости перезарядки ридберговских атомов (Rb, Na, K, Xe) на молекуле SF_6 от главного квантового числа ридберговского атома n . Эти результаты сравниваются со значениями константы скорости захвата медленного электрона молекулой SF_6 , полученными в работе⁸⁶. Поскольку сечение захвата медленного электрона $\sim v^{-1}$ (v — скорость электрона), константа скорости захвата, так же как и константа скорости процесса перезарядки (3.12) в широкой области изменения кинетической энергии электрона, не зависит от энергии.

Аналогичная зависимость константы перезарядки от n наблюдалась в работе⁸⁴ для Ne. Согласно измерениям⁸⁴ константа скорости процесса $Ne(ns) + SF_6 \rightarrow Ne^+ + SF_6^-$ при $10 \leq n < 72$ практически не зависит от n и составляет значение $\approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$. Этот вывод несколько противоречит результатам работ^{82,83} (см. рис. 15, а), согласно которым уже при $n < 20$ (в случае Na и K) наблюдается резкий спад константы перезарядки с уменьшением n .

Высокая эффективность процесса ионизации ридберговских атомов при столкновениях с электроотрицательными атомами и молекулами открывает возможность создания нового типа фоторезонансной плазмы, не содержащей свободные электроны. Другое интересное направление использования

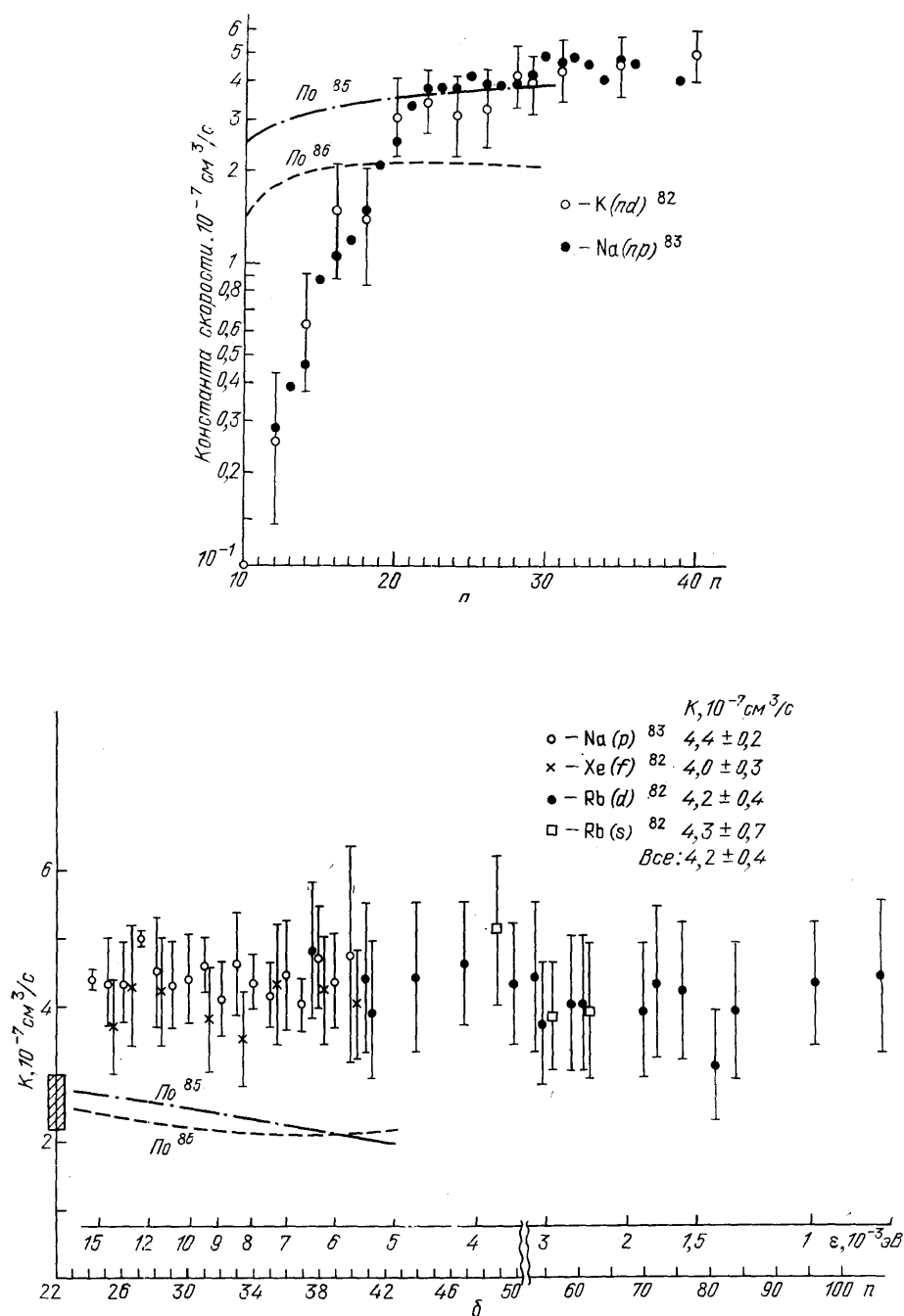


Рис. 15. Константа скорости перезарядки ридберговского атома на молекуле SF_6 , измеренная при различных значениях главного квантового числа n ридберговских атомов различного сорта ^{82,83}.

Там же приведены результаты расчета константы скорости процесса $Rb(n) + SF_6 \rightarrow Rb^+ + SF_6^-$ ⁸⁵ (штрихпунктир) и константы скорости захвата медленного электрона при энергии электрона, равной средней кинетической энергии электрона в ридберговском атоме при данном значении n ⁸⁶ (штриховая линия). а — Малые n . б — Большие n .

процесса перезарядки связано со спектроскопией ридберговских состояний атомов высокого разрешения⁸⁷. Разработанный на основе указанного процесса метод измерения энергии высоковозбужденных состояний атомов характеризуется чрезвычайно высокой чувствительностью и низкой погрешностью. В связи с этим заслуживает упоминания работа⁸⁴, где этот метод использовался для измерения энергии 68 возбужденных состояний, а также энергии ионизации атома ^{20}Ne с недостижимой ранее погрешностью на уровне 10^{-3} см^{-1} .

4. СВОЙСТВА ФОТОРЕЗОНАНСНОЙ ПЛАЗМЫ

4.1. Установление равновесия в фоторезонансной плазме

Совокупность ранее рассмотренных элементарных процессов определяет параметры фоторезонансной плазмы. Далее будет выполнен ряд оценок с целью получить представление о параметрах фоторезонансной плазмы. При этом отметим, что фоторезонансная плазма по своим параметрам существенно отличается от газоразрядной плазмы. Энергия в газоразрядную плазму вносится под действием внешних полей и первоначально передается электронам, а далее переносится на другие степени свободы. В фоторезонансную плазму энергия вносится посредством возбуждения атомов. Разный способ возбуждения газоразрядной и фоторезонансной плазмы приводит к тому, что при одной и той же плотности электронов фоторезонансная плазма содержит большую концентрацию возбужденных атомов, чем газоразрядная, а температура электронов в ней заметно ниже, чем в газоразрядной плазме.

Чтобы оценить параметры фоторезонансной плазмы, выясним сначала, какую плотность возбужденных атомов можно создать, облучая газ или пар сфокусированным резонансным излучением. Будем считать при этом, что излучение сфокусировано на некоторую область пара, имеющую сферическую форму, и основные потери энергии обусловлены выходом резонансного излучения возбужденных атомов. При получении численных характеристик ограничимся случаем пара щелочного металла. Учитывая, что плотность атомов в состоянии $P_{3/2}$ вдвое больше, чем в резонансно возбужденном состоянии $P_{1/2}$, получим на основании формулы (3.5) следующее выражение для полной плотности резонансно возбужденных атомов:

$$N_b = \frac{AJ}{r^{5/2}}, \quad (4.1)$$

где J — полная мощность излучения, поглощаемая плазмой и рассеиваемая ею, r — радиус сферы; значения численного коэффициента A , полученного на основе данных табл. III в пределе $T_e \ll \hbar\omega$, представлены в табл. VII *).

Таблица VII. Значения параметра A в формуле (4.1) при возбуждении нижних резонансных состояний атомов щелочного металла

Элемент	Li	Na	K	Rb	Cs
$A, 10^{12} \text{ Вт}^{-1}\text{см}^{-1/2}$	9,9	4,6	8,3	8,4	9,9

Как следует из табл. VII, реально могут быть достигнуты высокие плотности возбужденных состояний. Например, для $J \sim 1 \text{ Вт}$ и $r \sim 0,1 \text{ см}$ имеем $N_b \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$, что гораздо выше плотностей возбужденных состояний

*) Отметим, что представленные результаты справедливы в области применимости ударной теории уширения спектральных линий (3.4). В области применимости квазистатической теории уширения приведенные данные могут служить хорошей оценкой.

в газоразрядной плазме. Именно плотность возбужденных состояний фоторезонансной плазмы, которая создается воздействием внешнего излучения, управляет температурой и плотностью электронов.

На начальной стадии формирования ФРП плотность электронов относительно невелика и основной канал преобразования энергии лазерного излучения в энергию плазмы включает в себя процессы соударений между возбужденными атомами (3.8), (3.9). Эти процессы сопровождаются образованием высоковозбужденных атомов и свободных электронов, в результате чего плотность плазмы возрастает. При превышении некоторого достаточно высокого значения плотности электронов механизм преобразования энергии изменяется. При этом основным каналом разрушения резонансно возбужденных атомов становится процесс их тушения электронным ударом (3.6), роль которого оказывается преобладающей при условии

$$N_e \gg \frac{N_b k_p}{k_T},$$

где k_p — константа скорости наиболее быстрого из процессов (3.8), (3.9). Подставляя характерные значения $k_i \sim 10^{-7}$ см³/с, $k_p \sim 10^{-10}$ см³/с, $N_b \sim 10^{15}$ см⁻³, получаем, что уже при $N_e \gg 10^{12}$ см⁻³ энергия резонансного излучения эффективно преобразуется в энергию плазменных электронов непосредственно в результате тушения возбужденных атомов электронным ударом. При этом роста электронной температуры не происходит, поскольку энергия, приобретаемая электронами при тушении резонансно возбужденных атомов, тут же расходуется на ионизацию атомов. Тем самым устанавливается квазистационарное состояние плазмы, параметры которой определяются плотностью резонансно возбужденных атомов и характеристиками элементарных процессов с их участием.

Вообще говоря, связь между плотностью резонансно возбужденных атомов и параметрами фоторезонансной плазмы определяется довольно сложной кинетикой радиационно-столкновительных процессов в такой плазме⁴⁵. Указанная кинетика должна включать в себя большое количество радиационно-столкновительных переходов между возбужденными состояниями атома, диффузию излучения и заряженных частиц, а также процессы ионизации с участием возбужденных и высоковозбужденных атомов. Ситуация, однако, существенно упрощается в предельном случае высокой плотности электронов, когда все переходы между возбужденными состояниями атома определяются его соударениями с электронами, причем температура электронов относительно невелика, так что преобладают переходы с малым, по сравнению с энергией ионизации, изменением энергии возбужденного атома^{45,53}. В этом случае в плазме устанавливается равновесие между возбужденными атомами, находящимися в различных состояниях, а также между возбужденными атомами и свободными электронами. Кроме того, плотность электронов предполагается достаточно высокой, так что характерные времена ионизации и рекомбинации много больше времени установления равновесного максвелловского распределения электронов по энергиям *).

Определив равновесную температуру электронов T_0 следующим соотношением:

$$\frac{N_b}{N_0} = \frac{g_b}{g_0} e^{-\Delta\varepsilon/T_0} \quad (4.2)$$

(N_0 , N_b — плотность атомов в основном и возбужденном состояниях; g_0 , g_b — статистические веса этих состояний, $\Delta\varepsilon$ — энергия возбуждения резонансного уровня), сформулируем уравнения баланса для температуры

*) Отметим, что эти и другие условия, накладываемые на параметры низкотемпературной плазмы в различных ситуациях, подробно рассмотрены в книгах^{45,63}.

T_e и плотности электронов N_e :

$$\frac{3}{2} N_e \frac{dT_e}{dt} = N_e N_b k_{\text{туш}} \Delta \varepsilon - N_e N_0 k_{\text{возб}} \Delta \varepsilon + I \mathcal{K} N_e^3 - k_{\text{ион}}^{(b)} N_e N_0 (I - \Delta \varepsilon), \quad (4.3)$$

$$\frac{dN_e}{dt} = -\mathcal{K} N_e^3 + k_{\text{ион}}^{(b)} N_e N_b; \quad (4.4)$$

здесь $k_{\text{туш}}$, $k_{\text{возб}}$ — константы скорости тушения и возбуждения резонансных уровней атомов электронным ударом, $\mathcal{K} N_e$ — коэффициент тройной рекомбинации электронов и ионов, $k_{\text{ион}}$ — константа скорости ступенчатой ионизации резонансно возбужденных атомов. При такой записи автоматически учитывается увеличение скорости ионизации атомов в результате превышения концентрации резонансно возбужденных атомов над равновесным значением. В уравнении баланса энергии (4.3) учитывается вклад не только процессов тушения и образования резонансно возбужденных атомов, но также и вклад процессов ионизации и рекомбинации.

При относительно малых значениях плотности электронов тушение резонансно возбужденных атомов не является основным каналом их разрушения, поэтому температура электронов в такой ситуации ниже, чем при высоких значениях N_e , в квазистационарном режиме. При этом вклад двух последних слагаемых в баланс энергии (4.3) пренебрежимо мал, что позволяет, воспользовавшись принципом детального равновесия, представить это уравнение в следующем виде:

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{2}{3} N_b k_{\text{туш}} \Delta \varepsilon \left[1 - \exp \left(-\frac{\Delta \varepsilon}{T_e} + \frac{\Delta \varepsilon}{T_0} \right) \right]. \quad (4.5)$$

Отсюда следует, что характерное время установления равновесной температуры в фоторезонансной плазме дается оценкой

$$\frac{1}{\tau_T} \sim N_b k_{\text{туш}} \frac{\Delta \varepsilon^2}{T_0^2}. \quad (4.6)$$

В типичной ситуации ($N_b \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 0,3 \text{ эВ}$, $k_{\text{туш}} \sim 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$, $\Delta \varepsilon \approx 3 \text{ эВ}$) $\tau_T \sim 10^{-10} \text{ с}$, что значительно меньше значений других характерных времен установления равновесия в фоторезонансной плазме. Так, время установления равновесного значения плотности электронов может быть оценено на основании уравнения баланса (4.4), которое с учетом принципа детального равновесия имеет следующий вид:

$$\frac{dN_e}{dt} = \mathcal{K} N_e (N_{e0}^2 - N_e^2), \quad (4.7)$$

где N_{e0} — равновесное значение плотности электронов, определяемое равновесной электронной температурой T_0 . Характерное время установления равновесной плотности электронов τ_N дается оценкой

$$\tau_N^{-1} \sim \mathcal{K} N_{e \text{ равн.}}^2.$$

Например, в случае $N_e \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T_e \approx 0,3 \text{ эВ}$ это дает $\tau_N \approx 4 \cdot 10^{-9} \text{ с}$, что много больше характерного времени установления равновесной температуры электронов, однако много меньше характерных излучательных времен в фоторезонансной плазме.

Следует отметить, что в силу резкой зависимости константы тройной рекомбинации от температуры электронов $\mathcal{K} \sim T_e^{-9/2}$ состояние ФРП весьма критично к величине этого параметра. Об этом говорят, в частности, результаты выполненных недавно³¹ детальных экспериментальных исследований ФРП бария, образуемой при использовании лазерного излучения с длиной волны 553,55 нм, соответствующей резонансному переходу $6s^2 \text{ } ^1S_0 - 6s \text{ } 6p \text{ } ^1P_1^o$, и со сравнительно невысокой интенсивностью (5–25 кВт/см² при длительности импульса до 1 мкс). В этих экспериментах была обнаружена возрастающая зависимость заселенности состояния $6p^3P_2$ бария от концентрации бу-

ферного газа, причем наиболее резкий характер указанная зависимость имеет в случае, когда в качестве буферного газа используется Не. Такая особенность объясняется, по-видимому, рекомбинационным механизмом заселения указанного состояния. Добавление буферного газа приводит к снижению электронной температуры в результате процессов упругого электрон-атомного рассеяния, причем эффективность охлаждения электронов максимальна в случае использования наиболее легкого газа — гелия. Так, при давлении гелия ~100 торр характерное время охлаждения электронов за счет упругих соударений составляет

$$\sim \left(\frac{2m}{M} k_{\text{упр}} N_{\text{He}} \right)^{-1} \sim 10^{-7} \text{ с}$$

(m , M — массы электрона и атома соответственно; $k_{\text{упр}} \sim 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ — константа упругого рассеяния электрона на атоме гелия). Полученное время много меньше времени рекомбинационного распада плазмы при $N_e \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \approx 0,2-0,3 \text{ эВ}$, однако оно много больше времени рекомбинационного распада плазмы с $N_e \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \approx 0,03 \text{ эВ}$. Отсюда следует, что интенсивный рекомбинационный распад плазмы, приводящий к эффективному заселению состояния 3P_2 и других долгоживущих возбужденных состояний атома бария, происходит за время порядка времени охлаждения электронов при упругих соударениях. Тем самым оказывается, что сорт и количество буферного газа оказывают определяющее влияние на эффективность рекомбинационного заселения возбужденных состояний атома. В первую очередь это относится к триплетным состояниям атома бария, которые характеризуются относительно низкой эффективностью столкновительного перемешивания с синглетными состояниями, заселяемыми в результате оптического возбуждения.

Время установления равновесного значения для плотности резонансно возбужденных состояний по порядку величины совпадает со временем выхода резонансного фотона из плазмы, которое равно^{45,53}

$$\tau_{\text{рез}} \sim \tau_0 (k_0 r)^{1/2},$$

где τ_0 — излучательное время жизни возбужденного состояния, k_0 — коэффициент поглощения фотона в центре линии, r — размер области, занимаемой плазмой. Для рассматриваемого примера $r \sim 0,1 \text{ см}$ эта оценка дает $\tau_{\text{рез}} \sim 10^{-6} \text{ с}$, т. е. указанное время существенно превышает характерные времена установления температуры и плотности электронов.

С учетом написанного выше выражения для времени выхода резонансного излучения из плазмы уравнение баланса для плотности резонансно возбужденных атомов N_b имеет вид

$$\frac{dN_b}{dt} = N_0 I \sigma_{\text{погл}} - N_b \left(\frac{1}{\tau_{\text{рез}}} + I \sigma_{\text{стим}} \right), \quad (4.8)$$

где $\sigma_{\text{погл}}$, $\sigma_{\text{стим}}$ — сечение поглощения резонансного фотона атомом и сечение стимулированного излучения резонансно возбужденным атомом соответственно, $I = \rho c$ — плотность потока резонансного излучения, ρ — плотность резонансных фотонов. Решение уравнения (4.8) с начальным условием $N_b(t=0) = 0$ имеет вид

$$N_b = \frac{N_0 I \sigma_{\text{погл}}}{\tau_{\text{рез}}^{-1} + I \sigma_{\text{стим}}} \left\{ 1 - \exp \left[-t \left(\frac{1}{\tau_{\text{рез}}} + I \sigma_{\text{стим}} \right) \right] \right\}. \quad (4.9)$$

Как видно, характерное время установления равновесного значения концентрации резонансно возбужденных атомов зависит от интенсивности падающего резонансного излучения. При $I \ll 1/\tau_{\text{рез}} \sigma_{\text{стим}}$, что соответствует интенсивности лазерного излучения порядка 10 Вт/см^2 *, это время близко

*) Численные оценки относятся к характерным параметрам фоторезонансной плазмы щелочного металла.

к $\tau_{\text{рез}}$; в противоположном предельном случае (режим насыщения), указанное время $\sim (I\sigma_{\text{стим}})^{-1}$. При интенсивностях, превышающих 100 Вт/см^2 , время установления равновесного значения плотности резонансно возбужденных атомов меньше всех других характерных времен в фоторезонансной плазме.

Нагревание пара под действием лазерного излучения может привести к его разлету, если этот пар находится в виде струи или пучка. Характерное время разлета $\tau_{\text{разл}} \sim r/v_T$, где v_T — тепловая скорость атомов. В рассмотренном примере ($r \sim 0,1 \text{ см}$) имеем $\tau_{\text{разл}} \sim 10^{-5} \text{ с}$, т.е. рассмотренные выше равновесия успевают установиться и в разлетающейся фоторезонансной плазме.

Нагревание атомов и ионов в фоторезонансной плазме происходит в результате столкновений электронов с атомами и ионами, которые передают тяжелым частицам энергию. Считая, что этот процесс определяется упругими столкновениями электронов с атомами, имеем уравнение баланса для средней энергии атомов $\bar{\epsilon}$ ⁵³:

$$\frac{d\bar{\epsilon}}{dt} = - \left\langle \frac{mv^2}{2} J_{\text{ст}}(f) \right\rangle = \frac{m}{M} \left(\frac{T_e}{T} - 1 \right) \langle mv^2 v_y \rangle;$$

здесь m , M — массы электрона и атома, T_e , T — температуры электронов и атомов соответственно, v — скорость электронов, $\nu = N_e \nu \sigma^*$ — частота столкновения атомов с электронами (σ^* — диффузионное сечение рассеяния электрона на атоме), усреднение производится по максвелловской функции электронов. Отсюда следует, что характерное время выравнивания температуры электронов и атомов порядка $M/m\nu$. В рассмотренном примере с $N_e \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$, принимая $\nu \sigma^* \sim 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$, находим $M/(m\nu) \sim 10^{-4} \div 10^{-5} \text{ с}$, т.е. это время превышает другие характерные времена в фоторезонансной плазме. Это означает, что температуры атомов и электронов в процессе существования фоторезонансной плазмы могут различаться.

Проведенный анализ позволяет построить иерархию времен в фоторезонансной плазме и выяснить характер установления в ней равновесий. При этом следует иметь в виду, что обычно эксперименты по созданию и исследованию ФРП проводятся при насыщающих интенсивностях лазерного излучения ($I \gg 1/\tau_{\text{рез}}\sigma_{\text{стим}}$), которые при существующем состоянии развития перестраиваемых лазеров достигаются легко. В такой ситуации формирование ФРП происходит при постоянной плотности резонансно возбужденных атомов. Начальные электроны образуются в результате протекания процессов, столкновения этих атомов между собой и с невозбужденными атомами. С ростом плотности электронов все большую роль в разрушении резонансно возбужденных атомов играет процесс тушения этих атомов электронным ударом. Это сопровождается возрастанием температуры электронов, которое продолжается до тех пор, пока не станет существенным процесс ступенчатой ионизации атомов электронным ударом, отбирающий у электронов энергию, которую они приобретают в результате тушения возбужденных атомов. Тем самым в плазме устанавливается квазистационарное значение температуры электронов, и дальнейшее образование плазменных электронов происходит в результате ступенчатой ионизации возбужденных атомов электронным ударом при постоянном значении этого параметра. Возрастание плотности электронов сопровождается уменьшением концентрации атомов и, соответственно, снижением эффективности поглощения лазерного излучения. При степени ионизации плазмы порядка единицы более существенными по сравнению с рассмотренным механизмом поглощения резонансного излучения, отдельными атомами становятся механизмы поглощения за счет взаимодействия излучения с коллективными степенями свободы плазмы¹⁰². В такой ситуации можно говорить о переходе ФРП в лазерную плазму.

Наряду с рассмотренными здесь столкновительными механизмами возбуждения и ионизации атомов в ФРП в литературе исследовались и более сложные механизмы. Так, в работах^{8,97}, где впервые указано на важную

роль процесса тушения возбужденных атомов электронным ударом в механизме преобразования энергии резонансного излучения в энергию плазменных электронов, в качестве основного механизма ионизации атомов рассматривается не ступенчатая ионизация, а процессы многофотонного поглощения лазерного излучения атомами. Такой механизм ионизации приводит, однако, к неоправданно завышенным значениям температуры электронов $T_e \gg 1$ эВ в ФРП с высокой степенью ионизации, где, согласно результатам многочисленных измерений^{26–36,89}, величина $T_e \approx 0,3–0,5$ эВ. Еще один интересный механизм ионизации газа в поле резонансного излучения рассмотрен в работах^{89,100}, где в качестве основного процесса, ответственного за нагрев электронов в поле резонансного лазерного излучения, привлекается процесс поглощения энергии электромагнитного поля электронами, которые взаимодействуют с атомами, имеющими резонансный уровень. Авторам удалось получить, исходя из квантового кинетического уравнения, наблюдаемую на эксперименте³¹ зависимость скорости ионизации атомов Ва от частоты лазерного излучения относительно энергии резонансного перехода. Впрочем, эта зависимость мало отличается от соответствующей зависимости, полученной в предположении об определяющей роли механизмов ионизации, связанных с процессами многофотонного поглощения⁹⁷. В этой связи следует отметить, что при параметрах ФРП, используемых в существующих экспериментах, электрон-атомные столкновительные процессы приводят к образованию ФРП за малые, по сравнению с измеряемыми, времена. Поэтому для анализа реальной ситуации нет необходимости в поиске экзотических механизмов ионизации в системе. Представленные выше механизмы достаточно полно описывают образование и установление равновесия в ФРП.

4.2. Неидеальная фоторезонансная плазма

Поскольку в фоторезонансной плазме достигаются высокие плотности электронов, а электронные температуры значительно ниже, чем в газоразрядной плазме, то в фоторезонансной плазме легче нарушить условие идеальности плазмы.

Проанализируем фоторезонансную плазму с этой точки зрения. Будем характеризовать степень неидеальности плазмы плазменным параметром⁸⁸

$$\Gamma = \frac{e^2}{r_D T_e}, \quad (4.10)$$

который представляет собой отношение потенциальной энергии в точке нахождения заряда к характерной кинетической энергии заряженных частиц (r_D — радиус Дебая — Хюккеля). При анализе плазменного параметра для простоты будем считать, что температуры ионов и электронов совпадают. При этом чем выше значение параметра Γ , тем сильнее нарушается идеальность плазмы.

Подставив в формулу (4.10) известное выражение для радиуса Дебая — Хюккеля и используя равновесную формулу Саха для плотности электронов N_e , согласно которой

$$N_e = \left(\frac{N^2}{4} + Nn \right)^{1/2} - \frac{N}{2}, \quad n = \left(\frac{mT_e}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} e^{-J/T_e},$$

мы можем определить максимальное значение параметра Γ , которое достигается в равновесной плазме. Это значение и соответствующие ему параметры равновесной плазмы представлены в табл. VIII (нижняя цифра в каждой клеточке). В ФРП, в которой равновесное соотношение Саха связывает плотность электронов с заселенностью резонансного состояния,

$$N_e = \frac{nG}{2} \left[\left(\frac{4N}{nG} + 1 \right)^{1/2} - 1 \right]; \quad (4.11)$$

здесь использованы обозначения:

$$n = \left(\frac{mT_e}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{J - \hbar\omega}{T_e} \right), \quad G = \frac{2g_1}{g_0 + g_b},$$

а населенности основного и резонансно возбужденного состояний обычно связаны соотношением насыщения $N_0/g_0 = N_1/g_b$, которое справедливо уже при сравнительно невысоких интенсивностях резонансного излучения

Таблица VIII. Сравнение параметров фотрезонансной и равновесной плазмы, при которых значение плазменного параметра Γ максимально. Верхняя цифра в каждой клетке соответствует ФРП, нижняя—равновесной плазме

		N, см ⁻³				
		10 ¹⁴	10 ¹⁵	10 ¹⁶	10 ¹⁷	10 ¹⁸
Li:	Γ	0,0165	0,041	0,096	0,22	0,46
	T_e , эВ	0,011	0,027	0,066	0,155	0,35
	N_e , см ⁻³	0,27	0,31	0,37	0,44	0,52
		0,37	0,42	0,49	0,57	0,68
		7,4·10 ¹³	6,9·10 ¹⁴	6,3·10 ¹⁵	5,5·10 ¹⁶	4,3·10 ¹⁷
Na:	Γ	7,7·10 ¹³	7,4·10 ¹⁴	6,9·10 ¹⁵	6,2·10 ¹⁶	5,3·10 ¹⁷
	T_e , эВ	0,020	0,050	0,12	0,26	0,56
	N_e , см ⁻³	0,011	0,029	0,070	0,16	0,37
		0,23	0,27	0,32	0,38	0,46
		0,35	0,40	0,46	0,55	0,65
K:	Γ	7,4·10 ¹³	6,9·10 ¹⁴	6,2·10 ¹⁵	5,4·10 ¹⁶	4,2·10 ¹⁷
	T_e , эВ	7,7·10 ¹³	7,4·10 ¹⁴	6,9·10 ¹⁵	6,2·10 ¹⁶	5,3·10 ¹⁷
	N_e , см ⁻³	0,024	0,057	0,13	0,30	0,64
		0,014	0,036	0,088	0,21	0,46
		0,21	0,25	0,29	0,35	0,41
Rb:	Γ	0,30	0,34	0,40	0,47	0,56
	T_e , эВ	7,4·10 ¹³	6,8·10 ¹⁴	6,2·10 ¹⁵	5,3·10 ¹⁶	4,1·10 ¹⁷
	N_e , см ⁻³	7,7·10 ¹³	7,3·10 ¹⁴	6,8·10 ¹⁵	6,1·10 ¹⁶	5,2·10 ¹⁷
		0,025	0,061	0,14	0,32	0,68
		0,015	0,038	0,092	0,22	0,48
Cs:	Γ	0,20	0,24	0,28	0,33	0,40
	T_e , эВ	0,29	0,33	0,39	0,46	0,54
	N_e , см ⁻³	7,3·10 ¹³	6,8·10 ¹⁴	6,2·10 ¹⁵	5,2·10 ¹⁶	4,0·10 ¹⁷
		7,7·10 ¹³	7,3·10 ¹⁴	6,8·10 ¹⁵	6,1·10 ¹⁶	5,2·10 ¹⁷
		0,027	0,066	0,16	0,35	0,73
	Γ	0,017	0,042	0,10	0,24	0,52
	T_e , эВ	0,19	0,22	0,26	0,31	0,38
	N_e , см ⁻³	0,27	0,31	0,36	0,43	0,51
		7,3·10 ¹³	6,8·10 ¹⁴	6,1·10 ¹⁵	5,2·10 ¹⁶	4,0·10 ¹⁷
		7,7·10 ¹³	7,3·10 ¹⁴	6,8·10 ¹⁵	6,1·10 ¹⁶	5,1·10 ¹⁷

($\geq 10^3$ Вт/см³), величина плотности электронов при той же температуре несколько выше, чем в равновесной плазме. Тем самым более высоким оказывается и значение параметра Γ . Максимальные значения этого параметра, вычисленные в указанных предположениях для ФРП, представлены в верхней строчке каждой из клеточек табл. VIII *).

*) Отметим, что поскольку расчет проводился по формулам, справедливым для идеальной плазмы, эти данные носят оценочный характер. Действительно, при расчете полагалось, что возбужденные состояния слабо заселены, степень ионизации плазмы низкая, не учитывалось понижение потенциала ионизации плазмы. Кроме того, следует иметь в виду, что, согласно результату выполненной здесь оценки, величина $\Gamma \sim 1$ достигается при условиях, когда степень ионизации плазмы близка к единице. Это также заставляет относиться к приведенному расчету как к оценочному.

Как следует из данных табл. VIII, нарушение идеальности фоторезонансной плазмы обнаруживается при достижимых ее параметрах. Отметим следующее обстоятельство, позволяющее управлять этим параметром. При отсутствии внешнего воздействия нарушение идеальности плазмы ускоряет ее рекомбинацию, что приводит к понижению плотности электронов и увеличению их температуры, т.е. к уменьшению плазменного параметра Γ . В фоторезонансной плазме мы управляем плотностью резонансно возбужденных атомов под действием внешнего излучения, а это создает определенную температуру и плотность электронов в плазме. Тем самым происходит управление и плазменным параметром. Так, при достаточно высоких значениях интенсивности резонансного излучения (режим насыщения) заселенности основного и резонансно возбужденного состояний практически выравниваются,

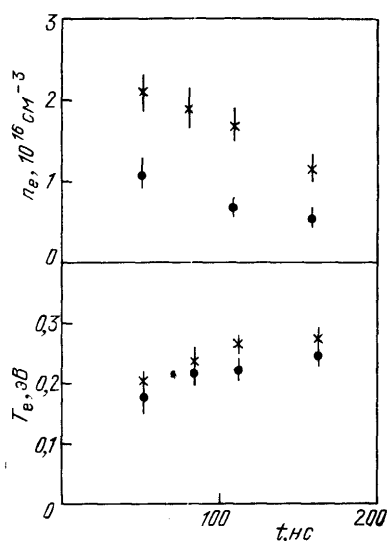


Рис. 16. Зависимости плотности (а) и температуры (б) электронов в фоторезонансной плазме Na от времени, прошедшего после начала импульса лазерного облучения⁸⁹.

Длительность импульса 25 нс, интенсивность облучения $6 \cdot 10^7 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$, сечение луча в фокусе 3 мм. 1 — $N_{\text{Na}} = 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; 2 — $N_{\text{Na}} = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$

что может рассматриваться как эффективное снижение потенциала ионизации атома на величину, равную потенциалу возбуждения резонансного состояния. Это приводит к существенному снижению величины Γ по сравнению с результатом выполненной выше оценки. Значения Γ , вычисленные для режима насыщения, представлены в нижней строке табл. VIII. Как видно из сравнения приведенных данных, облучение пара щелочного металла резонансным излучением достаточно высокой интенсивности облегчает условия получения неидеальной плазмы.

Экспериментально переохлажденная плотная фоторезонансная плазма натрия с параметром неидеальности $\Gamma \sim 1$ создавалась в работе⁸⁹. В качестве источника резонансного излучения в этой работе использовался лазер на красителе, излучение которого с $\lambda = 589,0$ или $589,6$ нм усиливалось в трех усиливающих каскадах. Результирующая выходная энергия резонансного излучения достигала 50 мДж при длительности импульса 25 нс, пиковой мощности 2 МВт и угловой расходимости 2 мрад. Лазерный луч с поперечным сечением $\sim 3 \text{ мм}^2$, что соответствует интенсивности падающего излучения $\approx 6 \cdot 10^7 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$, направлялся на заполненную парами Na ячейку, в которой поддерживалась постоянная температура. Параметры образующейся при этом фоторезонансной плазмы определялись на основании анализа излучения, испускаемого в направлении, перпендикулярном направлению распространения лазерного луча. Информация о плотности заряженных частиц в фоторезонансной плазме восстанавливалась на основании обработки результатов измерения ширины и сдвига линии большого числа оптических переходов атома Na. При этом использовались результаты классической теории уширения спектральных линий в плазме⁹⁰. Температура электронов оценивалась, с одной стороны, на основании оценки заселенностей возбужденных состояний атома в предположении о наличии локального термодинамического равновесия между этими состояниями. С другой стороны, величина T_e определялась на основании формулы Саха с использованием измеренных значений плотности электронов. Оцененные двумя способами значения температуры электронов отличались друг от друга примерно на 20 %, что находится в пределах погрешности описываемого эксперимента. Результаты измерений плотности и температуры электронов в различные моменты време-

ни после начала импульса лазерного облучения представлены на рис. 16. Согласно этим измерениям, фоторезонансная плазма характеризуется значениями $N_e \sim (0,5 - 2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \sim 0,2 - 0,3 \text{ эВ}$. Это соответствует значениям параметра $\Gamma \sim 1$. Отсюда следует, что облучение пара резонансным излучением является удобным способом создания и исследования слабо-неидеальной плазмы, свойства которой в настоящее время пока недостаточно полно изучены.

5. ОПТОГАЛЬВАНИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

5.1. Оп то г а л ь в а н и ч е с к и й э ф ф е к т

Одно из важнейших направлений использования явления образования заряженных частиц при облучении газа резонансным излучением связано с развитием оптогальванической спектроскопии. Это направление современной спектроскопии основано на регистрации факта поглощения резонансного излучения по изменению электрических характеристик разрядного промежутка, подвергаемого облучению. Механизмы указанных изменений включают в себя последовательности элементарных процессов, протекающих в результате образования резонансно возбужденных атомов и приводящих к изменению скорости образования заряженных частиц. Некоторые из этих механизмов рассмотрены выше в связи с проблемой образования ФРП.

Оптогальванический эффект представляет интерес в двух прикладных аспектах. Во-первых, он может использоваться для регистрации оптического излучения определенной частоты. Достоинства такого способа регистрации связаны с простотой регистрирующей аппаратуры, а также с резко резонансным характером отклика среды на излучение определенной частоты, что обеспечивает абсолютную калибровку длины волны излучения. Другое направление оптогальванической спектроскопии связано с анализом химического и изотопного состава вещества. Настраивая частоту лазерного излучения на переход определенного атома или изотопа и регистрируя изменения электропроводности плазмы, вызванные поглощением этого излучения, устанавливают количество данных атомов или изотопов в газе. Методы и достижения оптогальванической спектроскопии подробно изложены в обзорах^{14,91-93} и цитированной там литературе. Здесь мы проанализируем некоторые механизмы оптогальванического эффекта и рассмотрим эксперименты, в которых указанные механизмы нашли наиболее ясное проявление.

Типичная схема оптогальванического эксперимента представлена на рис. 17. Непрерывное излучение перестраиваемого по частоте лазера 1 через модулятор 2 направляется в газоразрядную трубку 3. С балластного сопротивления 5 через конденсатор 6 снимается высокочастотная составляющая напряжения на электродах трубки, появление которой обусловлено воздействием на плазму резонансного оптического излучения. Это и есть оптогальванический сигнал, который усиливается в усилителе 7 и далее регистрируется с помощью соответствующей аппаратуры. При использовании импульсного лазера модулятор обычно не применяется, поскольку при этом оптогальванический сигнал синхронизован с импульсом лазерного излучения.

Как величина, так и знак оптогальванического сигнала определяются конкретным механизмом воздействия резонансного лазерного излучения на

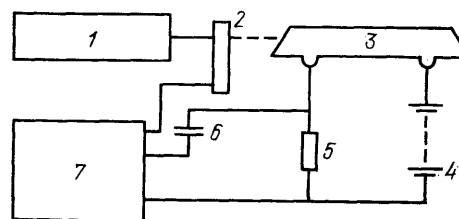


Рис. 17. Типичная схема оптогальванического эксперимента.

1 — перестраиваемый лазер; 2 — модулятор; 3 — газоразрядная трубка; 4 — источник питания; 5 — балластное сопротивление; 6 — конденсатор; 7 — усилитель

эффективность образования заряженных частиц. Проиллюстрируем это на примере одной из недавних экспериментальных работ⁹⁴, где наблюдался импульсный оптогальванический эффект в разряде ртути низкого давления. Энергетическая диаграмма состояний атома Hg, участвующих в формировании оптогальванического сигнала, показана на рис. 18. Разрядная трубка с током 10 мА диаметром 19 мм и длиной 50 см, заполненная парами ртути при плотности $2,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, подвергалась воздействию излучения импульсного лазера на красителе с длительностью импульса генерации 10 нс, энергией $\sim 10^{-4}$ Дж и длиной волны 405, 436 или 546 нм при ширине линии генерации $\sim 0,01$ нм.

Результатом рассматриваемого эксперимента оказалась зависимость, знака оптогальванического эффекта от длины волны лазерного излучения.

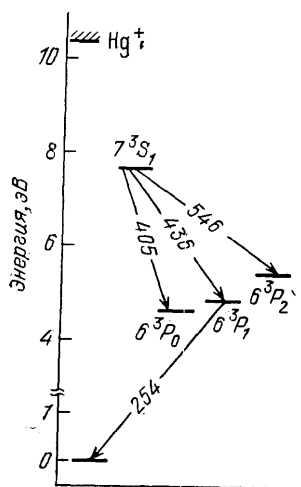


Рис. 18. Энергетическая диаграмма состояний атома Hg, участвующих в формировании оптогальванического сигнала⁹⁴

Именно, использование излучения с $\lambda = 546$ нм приводило к уменьшению проводимости плазмы, в то время как использование излучения с $\lambda = 436,0$ нм или $405,0$ нм вызывало увеличение этого параметра. Такая зависимость объясняется исходя из анализа кинетики ионизации в ртутном разряде низкого давления. Ионизация в таком, разряде носит ступенчатый характер и происходит в основном через промежуточные состояния $6^3P_{0,1,2}$, характеризующиеся достаточно большими временами жизни *). Состояние 7^3S_1 , характеризующееся временем жизни $\sim 10^{-8}$ с, практически не заселено и не вносит сколько-нибудь существенного вклада в механизм ступенчатой ионизации атомов в разряде. Поэтому эффективность ионизации атомов в разряде рассматриваемого типа определяется заселенностями долгоживущих состояний $6^3P_{0,1,2}$ и значениями констант ступенчатой ионизации для каждого из этих состояний. Очевидно, константа ионизации возрастает с ростом энергии долгоживущего состояния, поэтому облучение одного из состояний указанной группы, приводящее к перераспределению заселенностей этих состояний, вызывает изменение суммарной эффективности образования заряженных частиц.

Так, при использовании излучения с $\lambda = 546$ нм часть возбужденных атомов, находящихся в состоянии 6^3P_2 , переводится в состояние 7^3S_1 , откуда в результате спонтанного излучения переходит в состояние $6^3P_{0,1,2}$ в соотношении 15:35:50, определяемом соотношением времен радиационных переходов. Таким образом, облучение состояния 6^3P_2 приводит к переходу части атомов с этого состояния на более низко расположенные уровни, которые характеризуются более низкими значениями константы скорости ионизации. Тем самым суммарная эффективность ионизации падает, а вместе с нею падает также и проводимость газоразрядной плазмы. Обратная ситуация имеет место при использовании излучения с $\lambda = 405$ и 436 нм, когда, часть атомов переводится в более высоко расположенные состояния. Это сопровождается увеличением суммарного значения константы ионизации, а следовательно, и проводимости плазмы.

*) Характеристикой скорости распада резонансного состояния 6^3P_1 является эффективное время жизни, которое в силу эффекта пленения излучения на 2—3 порядка больше собственного времени жизни этого уровня ($\sim 10^{-7}$ с).

5.2. Лазерный изотопный анализ

Одно из важнейших направлений использования оптогальванической спектроскопии связано с лазерным изотопным анализом элементов. Такой способ изотопного анализа неизмеримо проще традиционно используемого масс-спектрометрического анализа, он не требует дорогостоящего вакуумного и высоковольтного оборудования и позволяет существенно снизить время измерения.

Еще одно важное достоинство данного метода изотопного анализа элементов связано с высокой чувствительностью оптогальванической спектроскопии, для реализации которой вполне достаточно того количества атомов, которые поступают в разрядный объем из полого катода за счет ионной бомбардировки.

Развитие лазерного изотопного анализа на основе оптогальванической спектроскопии требует разработки доступных перестраиваемых по частоте лазеров на красителях с шириной линии генерации, меньшей изотопического сдвига элементов.

Хотя эта задача еще далека от полного своего решения, уже сейчас можно привести целый ряд примеров успешного использования оптогальванического эффекта для изотопного анализа элементов.

Одним из наиболее интересных примеров такого рода может служить работа⁹⁵, где на основе оптогальванической спектроскопии установлен изотопный состав урана. В качестве источника излучения в этой работе использовался одномодовый перестраиваемый лазер на красителе (родамин 6G) мощностью до 100 мВт и с активной стабилизацией частоты. Излучение лазера модулировалось с помощью электрооптического модулятора на частоте 30 кГц. В экспериментах использовался разряд в полой катод, в качестве которого применялись трубки, изготовленные из металлического урана либо естественного изотопного состава, либо из урана, обогащенного по изотопу ^{235}U . Балластное сопротивление на разряде составляло 2 кОм, давление буферного газа (Xe) — 0,3 торр, разрядный ток мог изменяться от 12 до 40 мА.

Изотопный состав урана природного происхождения определялся при облучении разрядной трубки лучом лазера с $\lambda = 591,54$ нм (переход $^5\text{L}_6^0 \rightarrow ^7\text{M}_7$), перестраиваемого в области поглощения для изотопов ^{238}U и ^{235}U с разрешением сверхтонкой структуры указанного перехода.

На рис. 19 показан спектр оптогальванического сигнала, представляющего собой изменение напряжения на балластном сопротивлении под действием лазерного излучения. В результате обработки этого спектра был получен парциальный изотопный состав природного урана $^{235}\text{U}/^{238}\text{U} = 0,68 \pm 0,06 \%$; $^{234}\text{U}/^{238}\text{U} = 0,017 \pm 0,005 \%$, что находится в хорошем соответствии с результатами масс-спектрометрических измерений (0,725 и 0,0055 %). Аналогичным образом анализировался изотопный состав U, обогащенного по изотопу ^{235}U . Как показал анализ полученных в работе экспериментальных результатов, описанная методика позволяет детектировать примеси изотопов в образце на уровне $10^{-4} \%$ при концентрации этой примеси в разряде $\sim 10^6 \text{ см}^{-3}$.

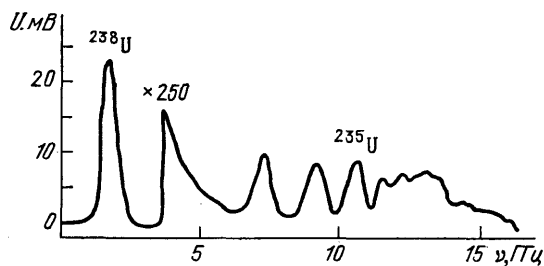


Рис. 19. Спектр оптогальванического сигнала, наблюдавшийся в работе⁹⁵ при облучении паров U естественного изотопного состава лучом перестраиваемого лазера ($\lambda = 591,54$ нм) в области перехода $^5\text{L}_6^0 \rightarrow ^7\text{M}_7$.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как можно видеть из материалов, представленных в настоящем обзоре, то повышенное внимание, которое уделяется в последние годы исследованиям методов создания и физических свойств фоторезонансной плазмы, вполне оправдано. Фоторезонансная плазма — интересный физический объект, свойства которого определяются многообразием происходящих в нем элементарных и кинетических процессов. Поэтому изучение свойств ФРП обогащает наши знания о механизмах столкновительных процессов, протекающих с участием возбужденных и высоковозбужденных атомов. Облучая газ резонансным излучением, можно создавать переохлажденную плазму с достаточно высокой степенью ионизации. В плазме такого типа достигаются значительные параметры неидеальности, близкие к единице. Это дает возможность использовать ФРП для изучения влияния многочастичных взаимодействий заряженных частиц на электрические и термодинамические свойства плазмы.

Исследования ФРП имеют не только научное, но и важное прикладное значение. В первую очередь это связано с реализацией и использованием оптогальванического эффекта, сущность которого состоит в изменении электрических параметров плазмы, подвергаемой воздействию резонансного излучения. Оптогальванический эффект, позволяющий легко и с высокой чувствительностью регистрировать малые примеси элементов и изотопов в газе, используется также для стабилизации частоты перестраиваемых лазеров на растворах органических красителей, на полупроводниках и кристаллах с центрами окраски, для изучения кинетики неравновесной плазмы, для исследования элементарных процессов в плазме и газе, для детектирования излучения определенной длины волны и др.

Фронт исследований фоторезонансной плазмы продолжает расширяться. Авторы данного обзора надеются, что их публикация будет способствовать повышению активности исследований в данной области и поможет широкому кругу читателей журнала составить себе правильное представление об этом интересном физическом объекте.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mohler F., Воескнер С.//Nat. Bur. Stand. J. Res. 1930. V. 5. P. 399.
2. Моргулис Н. Д., Корчевой Ю. П., Пржонский А. М.//ЖЭТФ. 1967. Т. 53. С. 417.
3. а) Ключарев А. Н., Безуглов Н. Н. Процессы возбуждения и ионизации атомов при поглощении света. — Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1983.
б) Ключарев А. Н.//Химия плазмы/Под ред. Б. М. Смирнова. — М.: Энергоатомиздат, 1980.—Вып. 7. С. 109.
4. Моргулис Н. Д., Корчевой Ю. П.//Письма ЖЭТФ. 1968. Т. 8. С. 313.
5. Моргулис Н. Д., Пржонский А. М.//ЖЭТФ. 1970. Т. 58. С. 1873; ЖТФ. 1971. Т. 41. С. 992.
6. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры.— М.: Атомиздат, 1975.
7. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— 2-е изд.— М.: Наука, 1966.
8. Measures R. M., Drewell N., Cardinal P.//J. Appl. Phys. 1979. V. 50. P. 2662.
9. Тамуга Н., Нориока К., Касуя К.//Ibidem. 1986. V. 59. P. 3722.
Hijikawa M. et al.//Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. P. 234.
10. Лебедев В. В., Плясуля В. М., Трошин Б. И., Чеботаев В. П.//КЭ. 1985. Т. 12. С. 866.
11. Seliger R. L. et al.//Appl. Phys. Lett. 1979. V. 34. P. 310.
12. Dreyfus R. W.//Ibidem. 1980. V. 36. P. 495; 1981. V. 38. P. 645.
13. Там А. С., Запка W.//Laser Focus. March 1982. P. 69.
Там А. С.//Proc. of Conference Laser-81. New Orleans, Dec. 1981; J. Appl. Phys. 1980. V. 56. P. 4682.

14. Зоров Н. Б. и др.//³⁶.— 1987.—Вып. 13. С. 131.
Очкин В. Н. и др.//УФН. 1986. Т. 148. С. 473.
15. Летохов В. С. Нелинейные селективные фотопроцессы в атомах и молекулах.— М.: Физматгиз, 1983.
16. Бутаева Ф. А., Фабрикант В. А.//Исследования по экспериментальной и теоретической физике.— М.: Наука, 1959.— С. 62.
17. Rabinowitz P., Jacobs S., Gould G.//Appl. Opt. 1962. V. 1. P. 513; Phys. Rev. Lett. 1961. V. 7. P. 415.
18. Ключарев А. Н., Сепман В. Ю.//Опт. и спектр. 1973. Т. 34. С. 425.
19. Tan K. L., Engel A. von//J. Phys. Ser. D. 1968. V. 1. P. 258.
20. Johnson P. C., Cooke M. J., Allen I. E.//Ibidem. 1978. V. 11. P. 1877.
21. Stangely P. C., Allen I. E.//Nature. 1971. V. 233. P. 472.
22. Бродский В. Б. и др.//ТВТ. 1974. Т. 12. С. 191.
Бродский В. Б., Ворончев А. Т.//ЖТФ. 1970. Т. 40. С. 1927.
23. Лебедев В. П., Крауляня Э. К.//Уч. зап. Латв. ун-та. 1975. Т. 232. С. 51.
24. Lucacorto T. B., McIlrath T. I.//Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. P. 428.
25. Stasewitz T.//Opt. Commun. 1980. V. 35. P. 439.
26. McIlrath T. I., Lucacorto T. B.//Phys. Rev. Lett. 1977. V. 38. P. 1390.
27. McIlrath T. I. et al.//J. Opt. Soc. Am. Ser. B. 1986. V. 3. P. 398.
28. Skinner C. H.//J. Phys. Ser. B. 1980. V. 13. P. 55.
29. Lucacorto T. B., McIlrath T. I.//Appl. Opt. 1980. V. 19. P. 3948.
30. Bachor H. A., Kock M.//J. Phys. Ser. B. 1980. V. 13. P. L368; 1981. V. 14. P. 2793.
31. Kunne Meyer R., Kock M.//Ibidem. 1983. V. 16. P. L607.
Kallenbach A. et al.//Ibidem. 1986. V. 19. P. 2645.
32. Jahreiss L., Huber M. C. E.//Phys. Rev. Ser. A. 1983. V. 28. P. 3382.
33. Lucacorto T. B. et al.//Phys. Rev. Lett. 1981. V. 47. P. 1124.
34. Hill W. T., III//J. Phys. Ser. B. 1986. V. 19. P. 359.
35. Зайцев Н. К., Шапарев Н. Я. Препринт ИФ СО АН СССР № 208Ф. Ч.2.— Красноярск, 1982.
36. Лебедев В. В., Плюсуля В. М., Чеботаев В. П.//Лазерные системы.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1982.— С. 35.
37. Koch M. E. et al.//J. Opt. Soc. Am. 1980. V. 70. P. 627.
38. Бетеров И. М., Фатеев Н. В., Чеботаев В. П.//Опт. и спектр. 1983. Т. 54. С. 947.
39. De Jong A., van der Valk//J. Phys. Ser. B. 1979. V. 12. P. L561.
40. Dreyfus R. W.//Appl. Phys. Lett. 1980. V. 36. P. 495.
41. Zherichin A. N. et al.//Appl. Phys. Ser. B. 1983. V. 30. P. 47.
42. Мучник М. Л. и др.//КЭ. 1983. Т. 10. С. 2331.
Мучник М. Л.//Письма ЖТФ. 1983. Т. 9. С. 1291.
43. Beterov I. M., Ischenko V. N., Kochubei S. A., Kurochkin V. L.//Opt. Commun. 1985. V. 59. P. 100.
44. Аммосов М. В., Ильков Ф. А., Мухтаров Ч. К. Взаимодействие зарядов в фокальном объеме при нелинейной ионизации газа лазерным излучением: Препринт ИОФАН СССР № 79. — Москва, 1985.
45. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы.— М.: Наука, 1982.
46. Вдовин Ю. А., Галицкий В. М.//ЖЭТФ. 1967. Т. 52. С. 1345.
47. Вдовин Ю. А. и др.//Вопросы теории атомных столкновений/Под ред. Ю. А. Вдовина.— М.: Атомиздат, 1980. С. 50.
48. Вдовин Ю. А., Добродеев Н. А.//ЖЭТФ. 1969. Т. 55. С. 1047.
49. Смирнов Б. М.//Асимптотические методы в теории атомных столкновений.— М.: Атомиздат, 1973. С. 246.
50. Радциг А. А., Смирнов Б. М. Параметры атомов и атомных ионов: Справочник.— М.: Энергоатомиздат, 1986.
51. Собельман И. И., Введение в теорию атомных спектров.— М.: Наука, 1977.
52. Крайнов В. П., Смирнов Б. М. Излучательные процессы в атомной физике.— М.: Высшая школа, 1982.
53. Смирнов Б. М. Физика слабоионизованного газа.— М.: Наука, 1978.
54. Смирнов Б. М. Возбужденные атомы.— М.: Энергоиздат, 1982.
55. Елецкий А. В., Смирнов Б. М.//ЖЭТФ. 1983. Т. 84. С. 1639.
56. Smirnov B. M. Excited Atoms and Molecules.— New York: John Wiley, 1987.
57. Антонов Е. Е., Корчевой Ю. П.//Укр. физ. ж. 1977. Т. 22. С. 1557.
58. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Сечения возбуждения атомов и ионов электронами.— М.: Наука, 1973.

59. Запесочный И. П., Постой Е. Н., Алексахин И. С.//ЖЭТФ. 1975. Т. 68. С. 1724.
60. Смирнов Б. М.//ДАН СССР. 1969. Т. 187. С. 787.
61. Смирнов Б. М.//ТВТ. 1986. Т. 24. С. 239.
62. Колоколов Н. Б.//³⁶.— 1985.—Вып. 12. С. 56.
63. Смирнов Б. М.//УФН. 1981. Т. 133. С. 569.
64. Bezuglov N. N., Klucharev A. N., Sheverev V. A.//J. Phys. Ser. B. 1984. V. 17. P. L449.
65. Безуглов Н. Н., Ключарев А. Н., Шеверев В. А.//ЖПС. 1984. Т. 40. С. 915.
66. Ключарев А. Н., Сепман В. Ю., Вуйнович В.//Опт. и спектр. 1977. Т. 42. С. 588.
67. Kushawaha V. S., Leventhal J. J.//Phys. Rev. Ser. A. 1980. V. 22. P. 2468.
68. Думан Е. Л., Шматов И. П.//ЖЭТФ. 1980. Т. 79. С. 2116.
69. Jancov R., Mihajlov A.//Phys. Rev. Ser. A. 1980. V. 21. P. 819.
70. Weiner J., Boulmer J.//J. Phys. Ser. B. 1986. V. 19. P. 599.
71. Klucharev A. N., Lazarenko A. V., Vujnovič V.//Ibidem. 1980. V. 13. P. 1443.
72. Cheret M. et al.//Ibidem. 1982. V. 15. P. 3463.
73. Boulmer J., Bonanno R., Weiner J.//Ibidem. 1983. V. 16. P. 3015.
74. Kushawaha V. S.//J. Quantit. Spectr. and Rad. Transfer. 1985. V. 34. P. 305 Physica. Ser. C. 1985. V. 132. P. 295.
75. Загребин С. Б., Самсон А. В.//J. Phys. Ser. B. 1985. V. 18. P. L217.
76. Загребин С. Б., Самсон А. В.//Письма ЖТФ. 1984. Т. 10. С. 114; Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ.-техн. наук. 1985. № 6. С. 118.
77. Загребин С. Б., Самсон А. В.//Письма ЖТФ. 1985. Т. 11. С. 680.
78. Девдаркани А. З. и др.//Ibidem. 1978. Т. 4. С. 1013.
79. Cheret M., Barbier L.//Phys. Rev. Ser. A. 1984. V. 30. P. 1132.
80. Barbier L., Djerad M. T., Cheret M.//Ibidem. 1986. V. 34. P. 2710.
81. Ciossa M. et al.//Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 704.
82. Zollars B. G. et al.//Phys. Rev. Ser. A. 1985. V. 32. P. 3330; J. Chem. Phys. 1986. V. 84. P. 5589.
83. Beterov I. M. et al.//Zs. Phys. Kl. D. 1987. Bd. 6. S. 55.
Бетеров И. М., Фатеев Н. В.//ЖЭТФ. 1987. Т. 93. С. 31.
84. Harth K. et al.//Opt. Commun. 1985. V. 54. P. 343.
85. Klotz C. E.//Chem. Phys. Lett. 1976. V. 38. P. 61.
86. Chutjian A., Alajajian S. H.//Phys. Rev. Ser. A. 1985. V. 31. P. 2885.
87. Ридберговские атомы/Под ред. Р. Ф. Стеббингса, Ф. В. Даннинга.— М.: Мир, 1985.
88. Фортон В. Е., Якубов И. Т. Физика неидеальной плазмы.— Черноголовка, Моск. область: Изд. отдел ИХФ АН СССР, 1984.
89. Landen O. L. et al.//Phys. Rev. Ser. A. 1985. V. 32. P. 2963.
90. Грим Г. Спектроскопия плазмы.— М.: Атомиздат, 1969.
91. Camus P., Green R. B.//J. de Phys. 1983. Т. 44. P. C7-513.
92. Bridges W. B.//J. Opt. Soc. Am. 1978. V. 68. P. 352.
93. Goldsmith J. E. M., Lawler J. E.//Contem. Phys. 1981. V. 22. P. 235.
94. Van de Weijer P., Cremers R. M. M.//Opt. Commun. 1985. V. 53. P. 109.
95. Pianarosa P., Demers Y., Gagne J. M.//J. Opt. Soc. Am. Ser. B. 1984. V. 1. P. 704.
96. Корустынська А., Мої Л.//Phys. Rep. 1982. V. 92. P. 135.
97. Measures R. M.//J. Quantit. Spectr. and Rad. Transfer. 1970. V. 10. P. 107.
Measures R. M., Wizinowich P. L., Cardinal P. G.//J. Appl. Phys. 1980. V. 51. P. 3622.
Measures R. M., Cardinal P. G.//Phys. Rev. Ser. A. 1981. V. 23. P. 804.
98. Касьянов В. А., Старостин А. Н.//ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 944.
99. Касьянов В. А., Старостин А. Н.//КЭ. 1981. Т. 8. С. 125.
100. Касьянов В. А., Старостин А. Н.//ТВТ. 1985. Т. 23. С. 609.
101. Безуглов Н. Н. и др.//³⁶.— 1987.— Вып. 13. С. 3.
102. Walsh C. J., Baldis H. A.//Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. P. 1483.
Seka W.//Opt. Commun. 1982. V. 40. P. 437.
Villeneuve et al.//Phys. Fluids. 1984. V. 27. P. 721.
103. Елецкий А. В., Зайцев Ю. Н., Фомчев С. В.//ЖЭТФ, 1988. Т. 94, вып. 5.