

На правах рукописи

Гаврилюк Анатолий Петрович

**ЭФФЕКТЫ РЕЗОНАНСНОГО ЛАЗЕРНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ГАЗОВЫЕ, ПЛАЗМЕННЫЕ И
ДИСПЕРСНЫЕ СРЕДЫ**

Специальность 01.04.05 - Оптика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Красноярск - 2012

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении Институт вычислительного моделирования
Сибирского отделения Российской академии наук

Научный консультант

д.ф.-м.н., профессор
Шапарев Николай Якимович

Официальные оппоненты:

Архипкин Василий Григорьевич, д.ф.-м.н., профессор, ИФ СО РАН, зав.лаб.

Ветров Степан Яковлевич, д.ф.-м.н., профессор, СФУ, профессор.

Очкин Владимир Николаевич, д.ф.-м.н., профессор, ФИАН, зам. дир.

Ведущая организация

Федеральное государственное бюджетное

Защита состоится « 31 » мая 2012 г. в 14.30 час.

на заседании диссертационного совета Д 003.055.01 при Институте физики им. Л. В. Киренского СО РАН по адресу:
660036, г. Красноярск,

Академгородок, 50, стр.38, Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института физики им. Л.В. Киренского СО РАН

Автореферат разослан « ___ » _____ 2012 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета

доктор физико-математических наук

Втюрин А.Н.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы.

Прогресс, достигнутый в области лазерной спектроскопии, обработки материалов, генерации плазмы, термохимии, разделения изотопов и фотохимии, убедительно доказал, что лазерное излучение является весьма гибким управляющим средством, которое позволяет изменять как макроскопическое, так и микроскопическое состояние объектов. Основой этого является способность лазерного излучения избирательно возбуждать различные степени свободы физической системы. Эффективного селективного лазерного воздействия можно реализовать, используя явление оптического резонанса. При этом эффект лазерного воздействия оказывается очень чувствительным к характеристикам самого излучения. Сложность и сильная неравновесность процессов, индуцированных резонансными лазерными полями, обуславливают также необходимость применения методов компьютерного моделирования для адекватного описания и понимания возможностей управления состоянием вещества с помощью лазерного излучения.

При поглощении резонансного излучения изменяется состояние (атомов, ионов и наночастиц, которые и рассматриваются в настоящей работе), определяемое как внутренними, так и поступательными степенями свободы. Изменение состояния по внутренним степеням свободы обусловлено поглощением энергии фотона, а по поступательным - передачей импульса фотона микрочастице. В условиях плотных и относительно горячих сред (газ, плазма) или массивных наночастиц передачей импульса можно пренебречь вследствие его малости в сравнении с другими процессами обмена импульсом. В то же время в условиях разреженных сред холодных (ультрахолодных) частиц роль этого процесса может быть решающей.

Одной из важных задач лазерной физики является получение плазмы в поле лазерного излучения. Возможность образования плазмы при лазерном воздействии позволяет значительно расширить область применения лазеров: создание оптического плазмотрона, обработка поверхностей, получение инверсных сред, образование плазменных каналов для транспортировки заряженных частиц. Использование резонансного излучения позволяет существенно повысить эффективность преобразования энергии излучения в энергию плазмы и, соответственно, снизить требуемую для этого интенсивность лазерного излучения.

Другой важной задачей является исследование взаимодействия резонансного лазерного излучения с наночастицами (и их агрегатами), имеющими плазмонный резонанс. В настоящее время эти исследования приобрели особую актуальность. В частности, это связано с обнаружением у агрегатов коллоидных частиц весьма необычных нелинейно-оптических свойств. Это делает весьма перспективным использование агрегированных золь металлов для многочисленных применений в качестве сред для ограничения интенсивности проходящего излучения, управления нелинейной рефракцией, создания систем сверхплотной записи оптической информации, повышения чувствительности спектроскопии при-

месей. Кроме того, наноструктурированные дисперсные системы могут стать основой для широкого применения в нанотехнологиях. Несмотря на обширное число публикаций, посвященных исследованию свойств фрактальных агрегатов наночастиц, до сих пор отсутствуют адекватные модели процессов изменения под действием света их структуры и соответствующее изменение их оптических свойств.

Что касается воздействия на поступательные степени свободы атомов и ионов посредством передачи импульса фотона, то за последние 15-20 лет исследования в данной области сформировались в новое направление лазерной физики. Установлено, что резонансное лазерное излучение способно оказывать чрезвычайно многообразное по своему характеру механическое действие на движение атомов. В рамках этого направления были разработаны эффективные методы сверхглубокого охлаждения и локализации нейтральных атомов, которые позволили, в частности, осуществить уникальные эксперименты по Бозе-конденсации.

Однако, несмотря на выдающиеся успехи использования методов лазерного охлаждения и локализации атомов и ионов, электрон-ионная плазма в подобном аспекте ранее не рассматривалась. Уже первые работы в этом направлении показали, что распространение указанных методов на плазму может привести к получению в лабораторных условиях новых физических объектов, фундаментальный интерес к которым связан с открывающимися возможностями изучения плазмы в малоисследованном диапазоне параметров. К таким, прежде всего, относятся изучение особенностей фазовых переходов жидкость – вигнеровский кристалл в трехмерных (электрон-ионных) кулоновских системах, проявлений рекомбинационных и столкновительных процессов, а также коллективных явлений в плазме при сверхнизких температурах. При этом важно, что сам способ “приготовления” ультрахолодной плазмы (с температурами частиц менее 100 К), основанный на действии лазерного излучения, допускает возможность целенаправленного управления её состоянием посредством перестройки режимов воздействия лазерного излучения и его параметров.

Цель работы. Настоящая работа посвящена исследованию взаимодействия резонансного лазерного излучения с газовыми, плазменными и конденсированными средами, содержащими резонансные этому излучению частицы вещества (атомы, ионы, наночастицы) и изучению возможностей изменения агрегатных состояний этих сред (и сопутствующих этому эффектов): плазмообразование, создание сильно-неидеальной плазмы и образование в ней упорядоченных (кристаллических) структур, фотомодификация агрегатов наночастиц.

Методы исследований. Используются модели и методы физики плазмы, лазерной физики, спектроскопии. Исследования проводятся на основе компьютерного и аналитического моделирования, а также численного решения нелинейных систем дифференциальных уравнений.

Достоверность и обоснованность полученных результатов подтверждается корректным учетом и математическим описанием всей совокупности физи-

ческих процессов в исследуемых явлениях, сравнением результатов численных расчетов с аналитическими решениями (когда последние возможны), а также согласием теоретических результатов с экспериментальными.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Моделирование и исследование процесса плазмообразования (и сопутствующих нелинейных эффектов) в парах щелочных металлов при воздействии лазерного излучения, резонансного квантовому переходу между основным и возбужденными состояниями атома.
2. Теория оптического разряда, реализуемого в поле лазерного излучения, резонансного переходу между возбужденными состояниями атома.
3. Постановка задачи и модель процесса образования плазмы при воздействии на поверхность металла резонансного (квантовым переходам атомов паров этого металла) лазерного излучения.
4. Метод создания ультрахолодной сильнонеидеальной электрон-ионной плазмы, основанный на лазерном охлаждении плазменных ионов, и исследование протекающих в ней элементарных и коллективных процессов.
5. Взаимодействие плазмы с «оптической мембраной», образованной суперпозицией бихроматических лазерных пучков резонансного плазменным ионам излучения. Способ магнито-оптического удержания ультрахолодной плазмы, основанный на использовании «оптической мембраны».
6. Моделирование воздействия квазирезонансного лазерного излучения на простейший агрегат (димер) плазмонно-резонансных наночастиц и использование полученных результатов для описания эффектов, возникающих при фотомодификации многочастичных агрегатов.

Научная новизна.

1. На основе радиационно-столкновительной модели описан процесс образования плазмы в парах металлов при воздействии резонансного оптического излучения, а также проявление ионизационного просветления и потемнения газа при распространении в нем резонансного излучения. Предсказаны эффекты: возникновение колебаний параметров плазмы и образования переохлажденной плазмы.
2. Построена теория оптического разряда в поле лазерного излучения, резонансного переходу между возбужденными состояниями атомов. Показана возможность эффективного поддержания плазмы инфракрасным или оптическим резонансным излучением в газах с атомами, порог ионизации которых значительно превышает энергию фотона лазерного излучения.
3. Поставлена задача и создана модель воздействия на поверхность металла интенсивного лазерного излучения, резонансного атомам паров металла. Предсказано увеличение концентрации плазмы с ростом отстройки частоты лазерного излучения от резонанса, обусловленное уменьшением экранировки поверхности образующейся плазмой.
4. Предложен способ создания электрон-ионной ультрахолодной сильнонеидеальной плазмы, основанный на использовании методов лазерного охлаждения.

Показана принципиальная возможность достижения с помощью таких методов условий вигнеровской кристаллизации плазмы. На основе исследований протекающих в ней элементарных и коллективных процессов построены математические модели динамики ее охлаждения и кристаллизации в поле резонансного лазерного излучения. Обнаружено явление задержки кристаллизации ионной подсистемы относительно ее охлаждения.

5. Проведено теоретическое исследование взаимодействия ультрахолодной плазмы с «оптической мембраной». Обнаружено существование скачков электрического потенциала и давления, а также образование двойного электрического слоя в области локализации «оптической мембраны». На основе ее использования предложен новый тип плазменной ловушки.
6. Впервые проведено комплексное моделирование воздействия импульсного резонансного лазерного излучения на связанную пару (димер) плазмонно-резонансных наночастиц. На основе модели предсказана асимметрия провала

(относительно лазерной частоты), «выжигаемого» излучением в спектре поглощения многочастичного агрегата плазмон-резонансных наночастиц.

Практическая значимость работы.

1. Резонансный способ образования плазмы требует значительно меньшей интенсивности излучения по сравнению с нерезонансным, что позволяет использовать его для генерации плазмы, создания плазменных каналов для транспортировки заряженных частиц. При этом возможность получения переохлажденной плазмы в резонансном разряде может представлять интерес для создания инверсных сред плазменных лазеров.
2. Ультрахолодная плазма и метод ее создания представляет интерес не только как новый физический объект, но и как источник ридберговских атомов и ультрахолодных электронов. Кроме того, она позволяет исследовать элементарные процессы между заряженными частицами с малой кинетической энергией.
3. Исследованные эффекты взаимодействия «оптической мембраны» с плазмой показали возможность ее применения для регистрации пондеромоторных сил в резонансном лазерном поле и диагностики плазмы. Селективный характер воздействия позволяет использовать ее в целях разделения (обогащения, очистки) ионных компонент плазмы.
4. Предложенная модель фотомодификации агрегатов наночастиц и ее развитие может быть полезной для исследования оптических свойств наноагрегатов и целенаправленного их изменения для использования в нелинейной оптике и разработке устройств нанофотоники.

Апробация работы. Основные результаты и положения диссертационной работы докладывались и обсуждались на конференциях: V Всесоюзном симпозиуме по распространению лазерного излучения в атмосфере (Томск, 1979); II семинаре по математическим задачам нелинейной оптики (Красноярск, 1983); Всесоюзном семинаре «Процессы ионизации с участием возбужденных атомов» (Ленинград, 1984); Всесоюзном семинаре «Резонансные нелинейные оптические процессы в газах» (Дивногорск, 1986); Всесоюзном семинаре «Лазерная резонансная ионизационная спектроскопия» (Новосибирск, 1988); I школе-семинаре по математическим моделям ближнего космоса (Дивногорск, 1988); III рабочем совещании по моделированию космических явлений в лабораторной плазме (Новосибирск, 1990); II, IV, VI, VIII Sino-Russian Symposium on Laser Physics and Laser Technology (Harbin, China, 1995, 1998, 2002, 2006); XI International Conference on Nonlinear Optics (Novosibirsk, Russia, 1997); I, III, V, IX Russian-Chinese Symposium on Laser Physics and Laser Technology (Krasnoyarsk, Russia, 1994, 1996; Tomsk, 2000, 2008); II, IV International Symposium "Modern Problems of Laser Physics" (Novosibirsk, 1997, 2004); VI International Conference "Atomic and Molecular Pulsed Lasers" (Tomsk, 2003); II Всероссийской конференции по наноматериалам (НАНО-2007, Новосибирск, 2007); Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике, лазерам, их приложениям и технологиям (ICONO/LAT-2007, Минск, 2007; ICONO/LAT-2010, Казань, 2010); VI Всероссийской школе-конференции «Нелинейные процессы и проблемы самоорганизации в современном материаловедении (индустрия наносистем и материалы)» (Воронеж, 2007); I, II Всероссийской конференции «Многомасштабное моделирование процессов и структур в нанотехнологиях» (ММПСН-2008, Москва, 2008; ММПСН-2009, Москва, 2009); XI Международной конференции «Оптонаноэлектроника, нанотехнология и микросистемы» (Ульяновск, 2009).

Публикации. Основное содержание работы опубликовано в 49 печатных научных работах, из них 26 в научных журналах из списка ВАК.

Личный вклад автора. Вошедшие в диссертацию результаты получены совместно с Шапаревым Н.Я., Красновым И.В., Карповым С.В. Но основной вклад по представленным результатам принадлежит лично автору.

Структура диссертации и объем диссертационной работы. Работа со-стоит из введения, шести глав, заключения и библиографии. Содержание диссер-тационной работы изложено на 234 страницах, включая 105 рисунков и 7 таблиц. Список используемых источников содержит 220 наименований.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** дан краткий обзор работ по воздействию резонансного лазерного излучения как на газообразные (газ, плазма), так и на конденсирован-ные (поверхность металла, золи металла) среды с целью изменения их агрегат-ных состояний, физических и оптических свойств. Обоснована актуальность проведенных автором исследований и их научная новизна. Сформулированы основные положения, выносимые на защиту.

Глава 1 посвящена исследованию явления образования плазмы в атомар-ном газе при воздействии лазерного излучения резонансного переходу между основным и возбужденным состоянием атомов.

В первом параграфе в радиационно-столкновительном приближении построена модель процесса ионизации, схема которого приведена на рис. 1.

Во втором параграфе проведены численные эксперименты по исследованию кинетики процесса ионизации в парах натрия и цезия. В результате было установлено, что в режиме насыщения перехода физическая картина процесса

образования плазмы состоит в следующем. После быстрого насыщения перехода, за счет ассоциативной ионизации возбужденных атомов происходит образование свободных электронов. Последние, в результате сверхупругих столкнове-

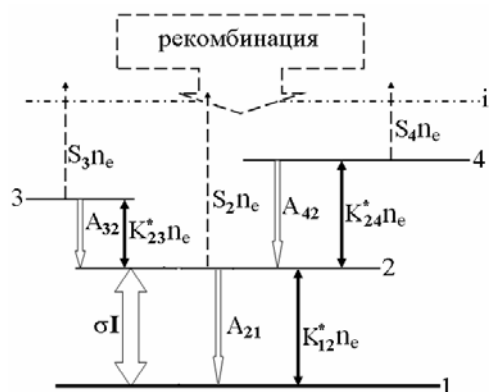


Рис. 1. Схема процессов, протекающих при резонансном оптическом разряде: σI – действие резонансного излучения, A_{ji} – скорость спонтанного распада j-го уровня на i-ый, n_e – концентрация электронов, $S_j n_e$ – ионизация атомов электронным ударом j-го уровня, $K_{ij}^* n_e$ – возбуждение-девозбуждение атомов электронным ударом, рекомбинация, включающая радиационную и трехчастичную.

ний с возбужденными излучением атомами начинают набирать энергию, достаточную для ионизации возбужденных излучением атомов (рис. 2а). После этого процесс ионизации развивается лавинным образом (рис. 2б).

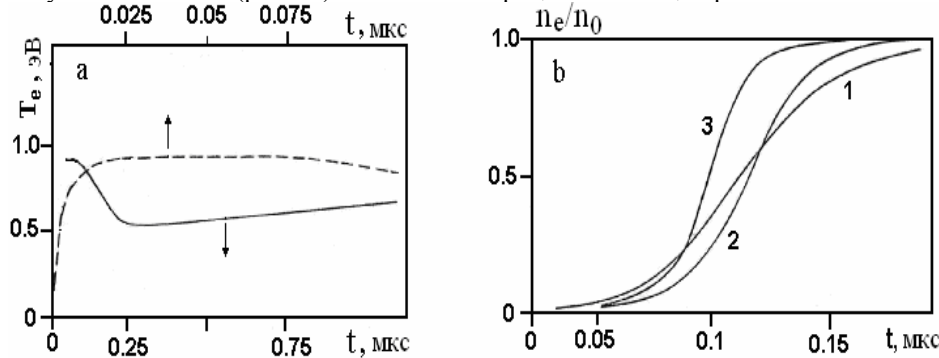


Рис.2. Зависимость температуры (а) и концентрации (б) электронов от времени при начальной концентрации атомов $n_0=10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\sigma I=2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ и использовании различных моделей: 1- 2-х уровневой, 2- 8-ми уровневой, 3, (а) – 15-ти уровневой.

Причем, в условиях насыщения, температура электронов (T_e) на этапе лавинной ионизации остается практически неизменной (рис. 2а) и определяется балансом между получаемой при сверхупругих столкновениях энергией и теряемой при ионизации атомов. В дальнейшем температура электронов начинает снижаться, а ионов - увеличиваться за счет упругих электрон-ионных столкновений. При значительных концентрациях $n_0 > A_{21}/K_{21}$ снижение температуры электронов также может быть связано с нарушением условия насыщения резонансного перехода,

обусловленное ростом скорости столкновительного девозбуждения атомов электронами в процессе лавинной ионизации.

Характерное время лавинной ионизации (рис. 2б) определяется балансом между затрачиваемой на ионизацию электронов энергии и получаемой ими при девозбуждении атомов:

$$S_2^* n_2 I_2 \approx K_{21} n_2 E_{12}, \text{ откуда } S_2^* \approx K_{21} E_{12} / I_2, \quad (1)$$

где E_{12} - энергия резонансного перехода, I_2 - потенциал ионизации резонансно-

возбужденного атома, S_2^* - общий коэффициент скорости ионизации, включаю-

щий и ионизацию посредством ступенчатых процессов, n_2 - концентрация возбужденных излучением атомов. Поскольку K_{21} слабо зависит от температуры электронов, то, как видно из (1), коэффициент скорости общей ионизации должен тоже слабо от нее зависеть, а значит и характерное время ионизации не должно зависеть от числа учитываемых уровней в модели (рис. 2б). При этом температура электронов определяемая выражением (1) в разных моделях будет устанавливаться такой, чтобы скорость ионизации была одинаковой.

Параграф три посвящен исследованию обнаруженного явления возникновения колебаний температуры электронов и концентрации частиц при установлении стационарного режима резонансного оптического разряда (рис.3).

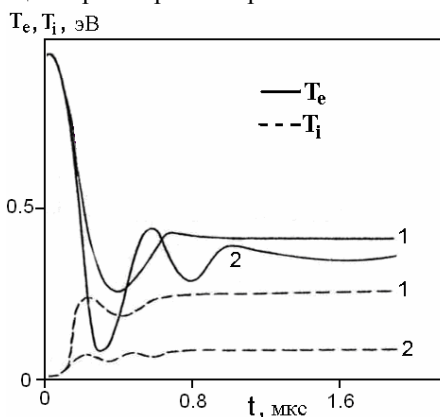


Рис.3. Временные зависимости кривая) и ионов $T_i(t)$ (штриховая) при буферного газа: 1- 10^{16} см^{-3} ; 2 - 10^{17} см^{-3} ;

Появление этих колебаний связи между поглощением излучения и концентра-

ции электронов уменьшается концентрация атомов и, соответственно, поглощение излучения. В результате поступление энергии в электронную подсистему будет уменьшаться. Кроме того, охлаждение электронов на ионах на начальном этапе происходит значительно быстрее трехчастичной рекомбинации, но с уменьшением температуры электронов ее скорость резко возрастает, что и приводит снова к заселению уровней, связанных излучением и, соответственно, к росту поглощения энергии этого излучения. Причем, чем медленнее нагрев ио-

температуры электронов $T_e(t)$ (сплошная $n_0=10^{15} \text{ см}^{-3}$ и различных концентрациях 3 - 10^{18} см^{-3} .

обусловлено существованием обратной степенью ионизации газа: с ростом

нов (регулируется концентрацией буферного газа), тем более ярко проявление указанных колебаний (рис. 3).

Обнаруженный эффект возникновения колебаний температуры электронов представляет интерес для получения сильнонеравновесной (переохлажденной) плазмы, которая, как известно, может являться активной средой для генерации лазерного излучения. Как следует из полученной физической картины колебаний, наиболее эффективно при этом использование импульсов излучения с длительностью, превышающей время ионизации, но меньшей характерного времени охлаждения электронов при упругих столкновениях с ионами. В четвертом параграфе на примере плазмы натрия показано,

что при трехчастичной рекомбинации такой переохлажденной плазмы может возникнуть инверсия населенностей на переходах между высоколежащими уровнями атомов натрия (например, $4P_{3/2} - 4D_{5/2}$).

Пятый параграф посвящен изучению интересному с точки зрения приложения свойству резонансного оптического разряда - селективности ионизации. На основе ее использования в работе показана возможность эффективного разделения изотопов в плазме, создаваемой при возбуждении атомов одного из изотопов резонансным излучением. При этом резонансная передача возбуждения не является процессом, лимитирующим степень разделения.

Изменение свойств среды (ионизация) при распространении резонансного излучения будет оказывать влияние и на само распространение этого излучения. Исследованию этого влияния посвящен шестой параграф. Как показано в работе¹, ионизация газа может приводить, как к его «просветлению», так и к «потемнению». Проявление этих эффектов связано с уменьшением концентрации поглощающих атомов («просветление») и увеличением скорости тушения возбужденных атомов электронами («потемнение»). Возникновение «потемнения» газа определяется условием

$$K_{21}n_0 / A_{21} > 1. \quad (2)$$

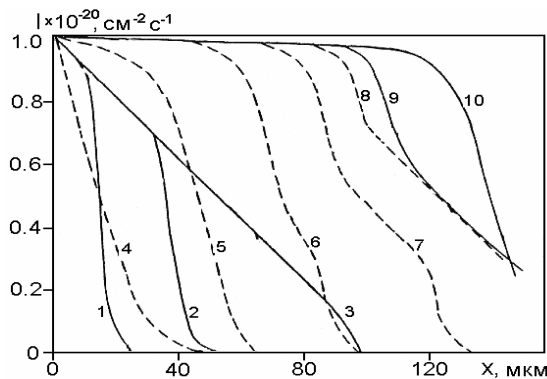
Исследование динамики распространения лазерного излучения в ионизируемом им газе было проведено на основе численного решения задачи, описываемой нестационарным одномерным уравнением переноса лазерного излучения

$$\frac{\partial I}{\partial x} + \frac{1}{c} \cdot \frac{\partial I}{\partial t} = -\sigma I \left(n_1 - \frac{g_1}{g_2} n_2 \right), \quad I(t, 0) = I_0, \quad n_1(0, x) = n_0, \quad n_2(0, x) = 0 \quad (3)$$

совместно с уравнениями кинетики населенностей N_1, N_2 и температуры электронов. Получена детальная физическая картина движения «фронта» интенсивности, как в отсутствие, так и в присутствии эффекта «потемнения» (рис. 4).

В первом случае движение «фронта» является плоскопараллельным и поступательным. Во втором случае (рис.4) наблюдается возвратное его движение

Рис.4. Распределение интенсивности по пространству в различные моменты времени в условиях проявления «потемнения» среды при $n_0=5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $I_0=10^{20} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.



На конечном этапе ионизации среда просветляется. Причем за счет ионизационного просветления оптическая толщина среды может уменьшаться на порядки в сравнении с просветлением за счет насыщения.

Глава 2 посвящена изложению теории оптического разряда, реализуемого при воздействии лазерного излучения, резонансного квантовому переходу между возбужденными состояниями атомов (рис. 5).

В первом параграфе предложен механизм реализации оптического разряда в атомарных газах, основанный на возможности эффективного нагрева плазмы лазерным излучением, резонансным переходу между возбужденными состояниями атома.

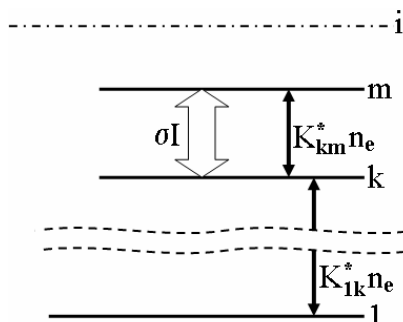


Рис. 5. Схема возбуждения атома в плазме оптического разряда на возбужденных атомах.

Суть такого нагрева заключается в том, что поглощаемая энергия излучения в результате сверхупругих столкновений передается от возбужденных атомов электронам плазмы. Нагреваясь, электроны заселяют при столкновениях с атомами ниже возбужденное состояние данного перехода, тем самым обеспечивая необходимое поглощение лазерного излучения. Возможность реализации этого механизма не зависит от вида и структуры атомов, что может характеризовать его как универсальный механизм нагрева плазмы.

Построена теория оптического разряда на возбужденных атомах, позволяющая определить его специфические закономерности: существование нескольких стационарных состояний (рис. 6), а также пороговых значений концентраций газа и интенсивностей лазерного излучения.

Для низкоэнергетических ($E_{mk} \ll I_1$) переходов и достаточно высоких концентраций $n_0 \gg A_{21} / K_{21}$ показано, что

¹ Шапарев Н.Я. Ионизационное просветление газа// ЖЭТФ.- 1981.- Т. 80.- С. 957-963.

поддерживаемая плазма является квазиравновесной. Это обусловлено существованием следующей иерархии характерных времен процессов:

$$\tau_m \ll \tau_r, \tau_h, \tau_s; \quad \tau_v \ll \tau_r \ll \tau_s, \tau_{ei} \ll \tau_h, \quad (4)$$

где τ_m - характерное время установления максвелловского распределения электронов, $\tau_v, \tau_r, \tau_s, \tau_{ei}, \tau_h$ - характерные времена: возбуждения перехода резонансным излучением, релаксации населенностей при столкновениях с электронами, ионизации электронным ударом, электрон-ионного обмена энергией при упругих столкновениях, нагрева электронов при девозбуждении атомов, находящихся на уровне m (рис. 5). На основе этого удалось свести описание нагрева плазмы от системы дифференциальных уравнений кинетики населенностей и температур частиц к одному уравнению для температуры плазмы. Анализ этого уравнения позволил найти условия устойчивого существования ($T=T_3$ на рис. 6) такого разряда в поле непрерывного лазерного излучения.

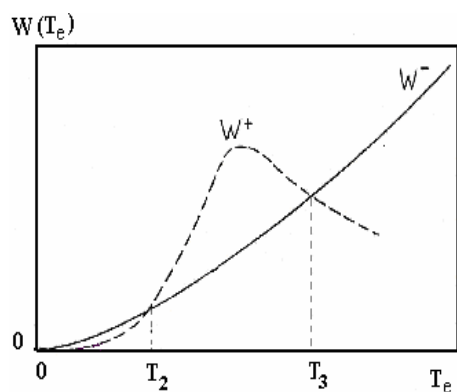


Рис. 6. Качественный вид зависимостей поглощаемой плазмой энергии излучения W^+ и потерями W^- из плазменного канала от температуры плазмы. Здесь в первом стационарном состоянии ($T_1=0$) плазма отсутствует; во втором ($T=T_2$) - плазма является неустойчивой; стационарное состояние при $T=T_3$ - устойчивое плазменное состояние.

Отметим, что в отличие от предыдущего случая (см. Глава 1) для реализации данного типа разряда необходимо предварительное создание (за счет других каких-либо механизмов) плазмы с температурой $T > T_2$ (рис. 6), которая в последующем будет поддерживаться излучением при $T=T_3$.

Во втором параграфе рассмотрена задача поддержания плазмы в поле импульсно-периодического лазерного излучения. На основе ее решения найдены характеристики лазерного излучения и условия, обеспечивающие устойчивое

существование такой плазмы.

Для переходов, содержащих промежуточные уровни ($m-k>1$ на рис. 5), проведенное математическое моделирование и численное исследование кинетики нагрева плазмы показало, что в случае ненасыщающих переходов интенсивностях излучения условия устойчивого поддержания плазмы аналогичны случаю низкоэнергетического ($m-k=1$) перехода. Кроме того, показано, что существование промежуточных уровней может приводить к возникновению инверсии на

некоторых переходах с их участием, что делает данный способ поддержания плазмы перспективным с точки зрения создания сред для генерации излучения.

В третьем параграфе на примере азотной плазмы различного давления ($0.1 \div 10$ атм.) продемонстрирована возможность поддержания оптического разряда резонансным лазерным излучением инфракрасного или оптического диапазона в газе с атомами, имеющими большие энергии (соответствующие ультрафиолетовому диапазону частот) возбуждения и ионизации. Показано, что поддержание плазмы резонансным излучением возможно при значительно меньших (на два и более порядка) интенсивностях, чем нерезонансным излучением². Это обусловлено большим коэффициентом поглощения излучения и меньшей температурой плазмы в резонансном случае.

В Главе 3 поставлена и рассмотрена задача о воздействии лазерного излучения на поверхность металлической мишени в условиях, когда частота излучения близка к частоте квантового перехода атомов паров мишени, образующихся в результате нагрева ее поверхности излучением.

В первом параграфе главы построена аналитическая модель такого взаимодействия, описывающая испарение мишени и ионизацию ее паров в квазистационарном режиме - режиме развитого испарения, который может осуществляться при действии достаточно длительных или мощных лазерных импульсов. В этом случае, полагая, что поглощаемая поверхностью энергия излучения, в основном, тратится на ее испарение можно оценить концентрацию пара n_0 и скорость v_g его истечения с поверхности:

$$I_0 \tau \approx [L_a + (3/2)k_B T_s] \cdot v_g n_0, \quad v_g \approx (2k_B T_s / M)^{1/2}, \quad (5)$$

где I_0 - интенсивность падающего на поверхность излучения, τ - коэффициент поглощения излучения поверхностью, L_a - теплота парообразования, T_s - температура поверхности, k_B - постоянная Больцмана, M - масса атома. Используя результаты главы 1 по кинетике ионизации газа в условиях насыщения перехода, удалось найти степень ионизации пара в зависимости от расстояния до поверхности.

Во втором параграфе рассматривается та же задача квазистационарного воздействия, но в отсутствии насыщения перехода. В этом случае размеры переходного слоя (пар-плазма) зависят от отстройки лазерного излучения и ширины линии поглощения, определяемой доплеровским и ударным уширением. При этом обнаружено, что в режиме развитого испарения при интенсивностях $I_0 > 10^5$ Вт/см² даже в точном резонансе насыщение перехода будет отсутствовать. Это связано с тем, что с ростом интенсивности растет концентрация пара и, соответственно, уширение линии поглощения.

В третьем параграфе аналитически рассматривается задача о воздействии на поверхность «короткого» импульса. Этот случай противоположен предыдущему: затраты поглощаемой энергии излучения на испарение малы, в основном,

² Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. - М.: Наука, 1974.-308 с.

она затрачивается на нагрев металлической мишени. В этом случае температура поверхности при действии прямоугольного импульса определяется выражением³:

$$T_s = T_0 + DI_0 \sqrt{t}, \quad D = 2\gamma(\pi\chi c_m \rho)^{-1/2}, \quad (6)$$

где T_0 – начальная температура поверхности, χ – коэффициент теплопроводности металла, c_m – его теплоемкость, ρ – плотность. Плотность потока паров с поверхности определяется формулой Герца-Кнудсена:

$$j = P_n (2\pi k_B T_s M)^{1/2}, \quad P_n = P_0 \cdot \exp(L_a / T_v) \cdot \exp(-L_a / k_B T_s), \quad (7)$$

где P_n – давление насыщенного пара, P_0 – нормальное давление (1 атм), T_v – температура кипения при нормальном давлении. Поток j определяет полное количество образующегося пара. Зная скорость расширения паровой области в вакуум, которая равна скорости звука V_c , можно найти среднюю концентрацию пара. Описание кинетики ионизации в этом случае также основывается на результатах главы 1.

В четвертом параграфе для более точного описания взаимодействия лазерного излучения с металлической мишенью в более широкой области параметров была построена модель, качественный вид которой изображен на рис. 7.

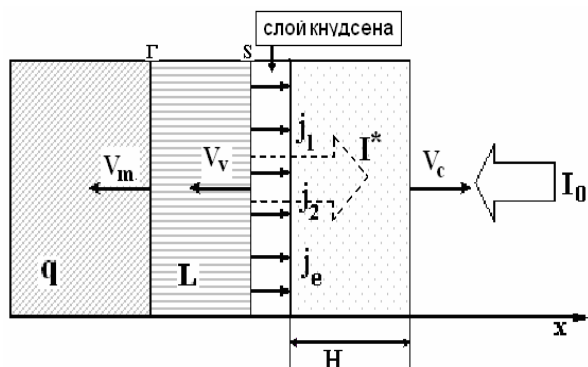


Рис.7. Схема воздействия лазерного излучения на поверхность металла: V_m , V_v , V_c – скорости фронта плавления, испарения, звука, $j_{1,2,e}$ – поток испаряемых атомов (1- нормальных, 2- возбужденных) и электронов, I_0 , I^* – падающее и отраженное излучение, H – толщина газовой области.

Эта модель описывает в одномерном приближении динамику нагрева, испарения, ионизации с учетом расширения газовой области и поглощения в ней лазерного излучения. Она включает в себя:

1) двухфазное уравнение теплопроводности (задача Стефана) с условиями на межфазных границах (Г и S на рис. 7);

2) условия Найта⁴ на внешней границе кнудсеновского слоя, которые определяют

газодинамические характеристики паров после него через температуру поверхности;

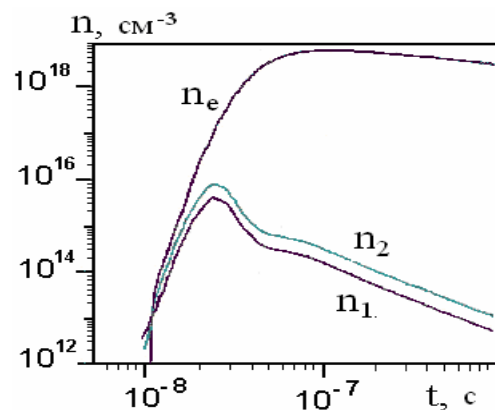
3) уравнения кинетики ионизации двухуровневых атомов с учетом расширения газовой области;

4) квазистационарное уравнение переноса излучения, в котором учитывается как поглощение на резонансном переходе, так и за счет тормозных процессов.

В параграфе 5 на основе построенной модели были проведены численные расчеты испарения и плазмообразования при воздействии нерезонансного УФ излучения на поверхность алюминия в условиях экспериментальной работы⁵, которые продемонстрировали адекватность модели экспериментальным результатам указанной работы.

В шестом параграфе приведены результаты расчетов воздействия на алюминий лазерного излучения квазирезонансного атомному переходу $3P_{1/2} - 3D_{3/2}$ ($\lambda \approx 308$ нм), которые продемонстрировали эффективное плазмообразование одновременно с началом воздействия (рис. 8).

Рис. 8. Концентрация электронов n_e , атомов в основном состоянии n_1 и возбужденном n_2 при $I_0 = 180$ МВт/см² и длительности импульса $\tau_0 = 1$ мкс.



Полученные численные и аналитические результаты показали хорошее согласие между собой, что говорит о возможном совместном использовании обеих моделей и их взаимном дополнении.

В результате численных исследований был обнаружен эффект, связанный с экранировкой мишени образующейся плазмой. Заключается он в том, что с увеличением длительности (или интенсивности) импульса начинает сказываться поглощение излучения плазмой, происходит экранировка мишени плазмой. При точном резонансе плазма образуется быстрее и экранировка наступает раньше.

Соответственно, нагрев мишени и ее испарение в конце импульса при точном резонансе будет меньше, чем при отстройке от резонанса. В конечном итоге, возникает ситуация, когда концентрация плазмы при отстройке от резонанса к концу импульса

³ Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. - М.: Мир, 1974. - 365 с.

⁴ Найт Ч.Дж. Ракетная техника и космонавтика. - 1979. - Т.17. - № 5. - С. 81-86.

⁵ Rosen D.I., Mitteldorf J., et al. // J.Appl.Phys.-1982. - V.53. - P. 3190-3200.

становится выше, чем при точном резонансе (рис. 9). В дальнейшем такое проявление эффекта экранировки было подтверждено в экспериментальных работах⁶, проведенных для литиевой мишени.

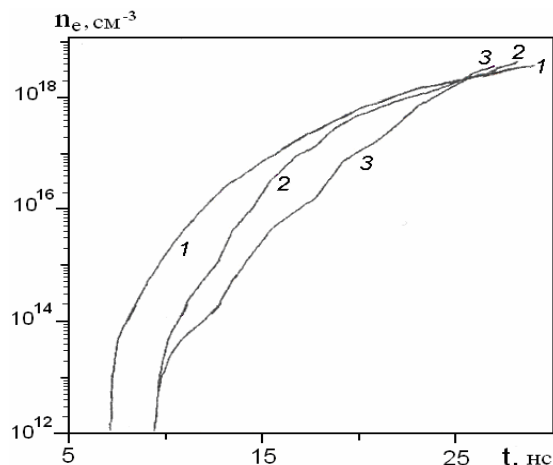


Рис. 9. Концентрация электронов n_e в зависимости от времени при интенсивности $I_0=180$ МВт/см² и отстройках от резонанса: 1– 0, 2-1 нм, 3– 4 нм.

В седьмом параграфе проведено сравнение теории (включая и аналитическую модель и численную) с экспериментальными результатами⁷ по воздействию на поверхность натрия ($\lambda=575\div 610$ нм) и алюминия ($\lambda=290\div 330$ нм), которое показало хорошее согласие между ними. Так, например, в эксперименте по натрию была получена зависимость концентрации электронов от длины волны $N_e(\lambda)$, которая имеет характерный резонансный вид (рис. 10).

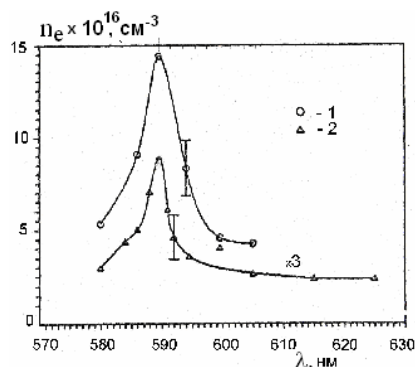


Рис.10. Экспериментальная зависимость $n_e(\lambda)$ при $\tau_0=20$ нс и интенсивностях: 1- 250 МВт/см², 2- 56 МВт/см².

Следует отметить, что условия данных экспериментов соответствуют режиму воздействия «короткого» импульса, когда поглощение излучения в плазме незначительно и эффект экранировки проявляться не должен. При этом экспериментально наблюдаемая ширина пика $\Delta\lambda_3 \approx 5$ нм, а наше теоретическое значение ширины равна $\Delta\lambda_r \approx 6$ нм. Порог образования плазмы: в эксперименте $I_3 \approx 18$ МВт/см², теоретический $I_r \approx 20$ МВт/см². Аналогично для алюминия получено: $\Delta\lambda_3 \approx 4\div 5$ нм, $\Delta\lambda_r \approx 5$ нм при интенсивности 480 МВт/см² и $\tau_0=18$ нс. Соответственно, порог образования плазмы при этой же длительности импульса равен: $I_3 \approx 250$ МВт/см², $I_r \approx 230$ МВт/см². Таким образом, сопоставление наших теоретических результатов с экспериментальными⁷ демонстрирует хорошее согласие между ними.

Разработанные модели позволили также прояснить некоторые аспекты физической картины взаимодействия квазирезонансного излучения с мишенью. Так, в частности было установлено, что ширина пика зависимости $n_e(\lambda)$, в основном, определяются длительностью импульса, а не насыщением атомного перехода (как полагали авторы указанных экспериментальных работ⁷).

Глава 4 посвящена исследованию возможности получения сильнонеидеальной ультрахолодной ($T \leq 100$ К) электрон-ионной плазмы методами лазерного охлаждения ионов. В такой плазме потенциальная энергия межчастичного взаимодействия больше средней кинетической энергии частиц. Отношение этих энергий характеризуется параметром неидеальности:

$$\Gamma_\alpha = \frac{e^2/a}{k_B T_\alpha}, \quad \frac{4}{3} \pi a^3 n = 1, \quad \alpha = i, e, \quad (8)$$

где Γ_α - параметр неидеальности ионов ($\alpha = i$) или электронов ($\alpha = e$), e – элементарный заряд, a – радиус ячейки Вигнера-Зейтца, T_α - температура соответствующих частиц, n – концентрация частиц. Несмотря на впечатляющие успехи лазерного охлаждения атомов и ионов, лазерное охлаждение плазмы ранее не рассматривалось. В первом параграфе главы рассматривается охлаждение ионов плазмы в поле монохроматической стоячей электромагнитной волны с амплитудой колебаний $E = E_0 \cos(k_e r)$, ориентированной вдоль направления e_x и квазирезонансной квантовому переходу ионов. При этом

⁶ Bowe P., Conway J., Dunne P., et al // J. of Appl. Phys.- 1999.- V.86.- P.3002-3009.
McCormack T., O'Sullivan G. // Review of Scientific Instruments.- 1999.- V.70.- P.2674-2680.

⁷ Гайдаренко Д.В., Леонов А.Г. // ЖЭТФ.- 1991.- Т.53.- С. 290-293.
Гайдаренко Д.В., Леонов А.Г. // Письма в ЖТФ.- 1992.- Т.18.- С.21-24.

частота ω поля смещена в красную область относительно резонансной частоты ω_{21} : $\omega - \omega_{21} = \Delta < 0$. В этом случае на ионы действует сила спонтанного радиационного давления, определяемая выражением⁸:

$$F = \frac{\hbar k^2 |V_0|^2 \gamma \Delta}{[(\Delta - kv_x) + g^2] \cdot [(\Delta + kv_x)^2 + g^2]} v_x = \chi v_x, \quad g^2 = 0.5|V_0|^2 + (\gamma/2)^2, \quad (9)$$

где $k = \omega/c$ – волновое число, $|V_0| = dE_0/\hbar$ – частота Раби, γ – скорость спонтанного распада возбужденного иона, v_x – проекция скорости иона \mathbf{v} на ось \mathbf{x} , χ – коэффициент трения.

Во втором параграфе исследуется принципиальная возможность получения сильнонеидеальной ионной компоненты плазмы. Для этого рассматривается динамика средних кинетических энергий частиц ($\varepsilon_e, \varepsilon_i$) при учете лазерного охлаждения ионов и электрон-ионного обмена энергией. Для поддержания температуры электронов на уровне, когда можно пренебречь трехчастичной рекомбинацией используется «подогрев» их слабым СВЧ-полем. В итоге получена следующая система уравнений:

$$\frac{d\varepsilon_e}{dt} = \frac{\mu_C}{N_e} I_C - \frac{2m}{M} v_{ei} (\varepsilon_e - \varepsilon_i), \quad \frac{d\varepsilon_i}{dt} = \frac{2m}{M} v_{ei} (\varepsilon_e - \varepsilon_i) + \chi \varepsilon_i, \quad (10)$$

где μ_C – коэффициент поглощения СВЧ-излучения, I_C – интенсивность СВЧ-излучения, m и M – массы электрона и иона соответственно, v_{ei} – частота электрон-ионных упругих столкновений. В результате анализа решений этой системы показано, что в разреженной плазме (концентрация $n \leq 10^8 \text{ см}^{-3}$) возможно получение сильнонеидеальной ($\Gamma_i \gg 1$) ионной подсистемы, вплоть до условий вигнеровской кристаллизации, когда $\Gamma_i \sim 170^9$, но при этом электроны остаются слабонеидеальными ($\Gamma_e \ll 1$).

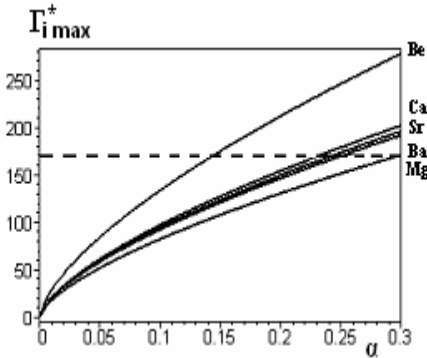


Рис. 11. Зависимость $\Gamma_{i \max}^*$ (α) для ионов щелочноземельных элементов при оптимальных значениях концентрации и отстройки.

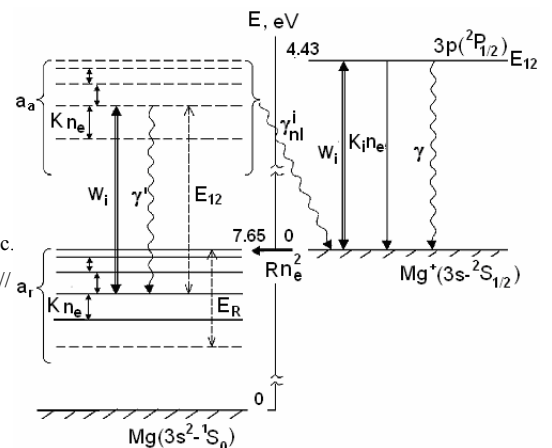
Третий параграф посвящен определению оптимальных параметров лазерного излучения и плазмы (с точки зрения достижения максимальных значений Γ_i). Исследование проведено на основе предыдущей модели с дополнительным учетом во втором уравнении системы (10) флуктуационного нагрева⁸ ионов, который определяется выражением:

$$\Lambda_f = \left[(\hbar k)^2 \gamma |V_0|^2 \right] \cdot \left[2Mk_B (\Delta^2 + \gamma^2/4) \right]^{-1} \quad (11)$$

В результате найдены оптимальные значения отстройки охлаждающего излучения и концентрации плазмы для ионов щелочноземельных элементов, позволяющие получать максимальные значения ионного параметра неидеальности (рис. 11), описываемые выражением:

$$\Gamma_{i \max}^* = 2 \cdot 10^4 T_e^{1/6} (k\alpha/\gamma)^{2/3}, \quad \alpha = |V_0|/\gamma. \quad (12)$$

В четвертом параграфе в рамках более сложной модели, учитывающей трехчастичную рекомбинацию и другие элементарные процессы, показано, что лазерное охлаждение плазмы, локализованной в ловушке, представляет собой весьма сложное явление, специфика которого обусловлена низкими энергиями заряженных частиц, воздействием резонансного излучения как на поступательные, так и на внутренние степени свободы частиц.



⁸ Казанцев А.П., Сурдутович Г.И. Механическое действие света на атомы. – М.: Наука, 1991.- 190 с.

⁹ Ichimaru S. Strongly coupled plasmas: high-density classical plasmas and degenerate electron liquids. // Rev. Modern Phys., 1982, v. 54, p.1017-1059.

Рис. 12. Схема основных элементарных процессов, протекающих при охлаждении магниевой плазмы: Kn_e - ударные электронные процессы, Rn_e^2 - трехчастичная рекомбинация, γ_{nl}^i - автоионизационный распад.

В частности, определено, что процесс трехчастичной рекомбинации с участием низкотемпературных электронов в поле лазерного излучения, возбуждающего ($W_i = \sigma I$) ионы приводит к образованию ридберговских (a_r) и автоионизационных (a_a) состояний (рис. 12). Распад автоионизационных состояний и сверхупругие столкновения электронов с возбужденными резонансным излучением ионами порождают «горячие» электроны. Беспрепятственный уход этих электронов из ловушки может оказывать существенное влияние на время существования ультрахолодной плазмы.

Указанная специфика протекающих в охлаждаемой плазме элементарных процессов делает возможным использование этого метода (лазерного охлаждения) для создания ридберговских и автоионизационных состояний атомов, изучения процесса рекомбинации в мало исследованной области низких температур и концентраций, а также свойств неидеальной плазмы. В данной постановке задачи охлаждения отсутствует СВЧ- «подогрев» электронов. Но, как оказывается,

эту роль может играть рекомбинационный нагрев. На рисунке 13 приведен один из результатов расчетов лазерного охлаждения плазмы.

Как видно из рисунка 13, рекомбинационный нагрев быстро приводит к установлению квазистационарной температуры электронов, при которой этот на-грев достаточен (и не более) для компенсации охлаждения электронов на ионах.

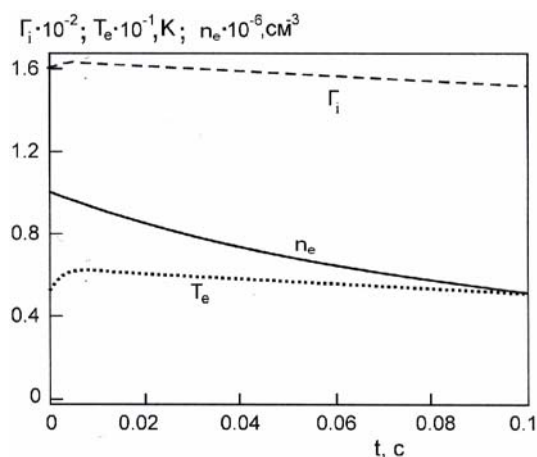


Рис. 13. Динамика плазмы (Mg) при $n_0=10^6 \text{ см}^{-3}$, $\alpha = 0.25$, $|\Delta| = 2 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, и начальной температуре электронов 1К.

В пятом параграфе указано на возможность замены дискретного распределения слабонеидеальных электронов в пространстве однородным отрицательным фоном. В этом случае нейтральная плазма представляет собой точно заряженные ионы, погруженные в однородный, компенсирующий их заряд фон. Основанием для такой замены является слабые пространственные межэлектрон-ные и электрон-ионные корреляции, а также высокие (в сравнении с ионами) скорости электронов. Данное описание полностью аналогично хорошо известной модели однокомпонентной плазмы⁹, что позволяет использовать методы, разработанные для этой модели.

Указанная выше аналогия была применена в параграфе 6 для исследования охлаждения и кристаллизации электрон-ионной плазмы методом броуновской динамики. При этом ионы рассматривались как точечные заряды, движущиеся на однородном нейтрализующем их заряд электронном фоне. Для учета энергообмена между ионами и электронами введена сила трения ионов о фон с коэффициентом равным $\eta = m v_{ei}$ и случайная сила F_r , описываемая как δ - коррелированный гауссовский процесс. Дисперсия последней определяется из условия теплового баланса между ионной и электронной подсистемами при $T_i = T_e$

$$\langle F_r^2 \rangle = 2 \frac{\eta k_B T_e}{\Delta t} \quad (13)$$

Аналогичным образом вводится и флуктуационный нагрев ионов. В результате моделирования на примере ионов Be^+ показано, что при охлаждении

плазмы в сферическом случае ионы образуют структуру в виде ряда концентрических сфер – «кулоновский шар» (рис. 14). Причем формирование этой структуры может происходить значительно медленнее, чем охлаждение самих ионов, что особенно важно при постановке экспериментов по охлаждению и кристаллизации в нестационарной плазме. На рисунке 15 приведено радиальное распределение плотности ионов при тех же условиях, что и на рисунке 14.

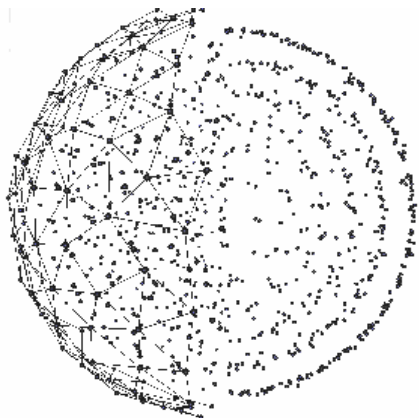


Рис. 14. Установившееся в процессе деления ионов, установившаяся в результате их охлаждения после за-распределение частиц во внешнем слое при: $n = 10^6 \text{ см}^{-3}$, $\Delta = -0.6\gamma$, $t \approx 0.15 \text{ мс}$.

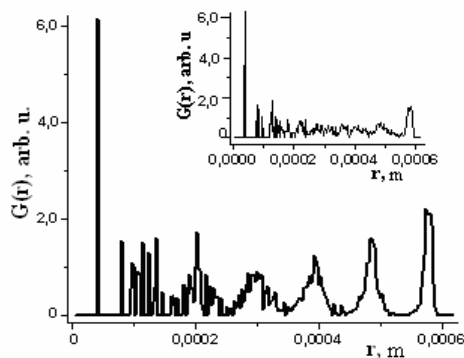


Рис. 15. Функция радиального распределения ионов по радиусу области локализации, слева-вершина кристаллизации ($t \approx 1 \text{ мс}$). На вставке – в момент достижения минимальной температуры ионов ($\approx 0.0012 \text{ К}$).

охлаждения распределение ионов по радиусу области локализации, слева-вершина кристаллизации ($t \approx 1 \text{ мс}$). На вставке – в момент достижения минимальной температуры ионов ($\approx 0.0012 \text{ К}$).

$$\alpha = 0.3, T_e =$$

В результате моделирования показано, что для адекватного описания динамики охлаждения плазмы необходим учет (особенно в случае легких ионов) нелинейной зависимости силы лазерного трения от скорости ионов (см. 9).

Одним из перспективных способов создания ультрахолодной плазмы является припороговая фотоионизация глубоко охлажденных атомов. Впервые такие эксперименты на атомах ксенона были выполнены в работе¹⁰. В которой, как полагают авторы, должна образовываться сильнонеидеальная плазма с параметрами неидеальности $\Gamma_e \approx 30$ и $\Gamma_i > 10^3$. Но, как показано в последующих теорети-

ческих работах других авторов, быстрая релаксация распределения частиц к состоянию с минимальной потенциальной энергией приводит к их корреляционному нагреву. Кроме того, увеличению температуры электронов способствует их рекомбинационный нагрев. Несмотря на эти исследования отсутствует простое аналитическое описание этих эффектов.

Анализу этой ситуации и посвящен шестой параграф, в котором при использовании приближений ближайшего соседа и однокомпонентной плазмы дано описание корреляционного нагрева частиц (электронов и ионов) в плазме, создаваемой припороговой фотоионизацией глубоко охлажденных атомов. В ре-

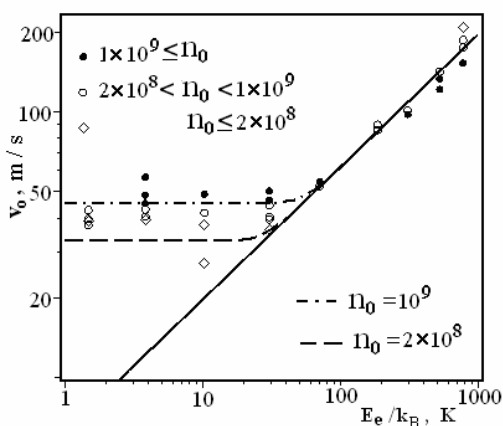


Рис. 16. Скорость разлета плазмы v_0 для различных начальных концентраций n_0 (даны в см^{-3}) в зависимости от начальной энергии электронов. Штриховые линии – расчет с использованием выражения (13), точки – экспериментальные данные¹¹, сплошная прямая – аппроксимация без учета рекомбинационного нагрева.

зультате были получены простые и адекватные выражения для температур (параметров неидеальности) электронов и ионов, устанавливающиеся в результате корреляционного нагрева этих частиц. На основе их показано, что в результате корреляционного, а в последующем и рекомбинационного нагрева параметр неидеальности электронов быстро ($t \leq 1/\omega_i$, где ω_i – ионная плазменная частота) падает до значений $\Gamma_e \sim 0.1$ независимо от его начального значения $\Gamma_{e0} \gg 1$. В частности, для условий¹¹ разлетающейся ультрахолодной плазмы учет рекомбинационного нагрева электронов определяемый полученным в работе выражением

$$\epsilon_e / k_B \approx \left[10^{-5} n_0^{2.25} t_r + (\epsilon_0 / k_B)^{5.625} \right]^{0.178}, \quad (14)$$

хорошо описывает результаты эксперимента¹¹ (рис. 16). Здесь $v_0 = (\epsilon_e / 1.7M)^{1/2}$ – скорость¹¹ разлета плазменного облака, t_r – время начала разлета ($\sim 3 \text{ мкс}$), ϵ_0 – начальная кинетическая энергия электронов. Кроме того, обнаружена возможность

¹⁰ Kilian T.C., Kulin S., Bergeson S.D. et al. // Phys. Rev. Lett.- 1999.- V. 83.- P. 4776 -4779.

¹¹ Kulin S., Kilian T.C., Bergeson S.D., Rolston S.L. //Phys. Rev. Lett.- 2000.- V. 85.- P. 318 - 321.

получения сильнонеидеальной электронной подсистемы при возбуждении атомов в ридберговские состояния, у которых области локализации внешних электронов соседних атомов перекрываются. Можно ожидать, что наиболее выгодным при этом будет использование упорядоченного (кристаллического) начального распределения атомов. Помимо этого показано, что в результате корреляционного нагрева ионов их параметр неидеальности тоже достаточно быстро ($t \sim 1/\omega_i$) уменьшается от значений $\Gamma_0 \gg 1$ до $\Gamma_1 \approx 3.3$, что хорошо согласуется с экспериментальными данными, приведенными ниже в таблице.

Теоретические и экспериментальные значения температуры ионов Sr^+ после корреляционного нагрева ультрахолодной плазмы.

$n, \text{см}^{-3}$	$5 \cdot 10^9$	$4 \cdot 10^9$	$1.5 \cdot 10^9$	$5.7 \cdot 10^9$
$T_e, \text{К (теор.)}$	1.4	1.3	0.94	1.46
$T_i, \text{К (эксп.)}$	$1.3 \div 1.4$ ¹²	$0.9 \div 1.2$ ¹³	$0.9 \div 1.1$ ¹⁴	$1.8 \div 2.0$ ¹³

В Главе 5 приведены результаты исследований, связанные с разработкой методов локализации ультрахолодной плазмы. Одна из главных идей состоит в удержании ионов плазмы квазирезонансным излучением. При этом уход электронов из плазменного объема может тормозиться электрическим полем, возникающим на внешней границе плазмы за счет разделения зарядов. Область разделения зарядов составляет несколько дебаевских (электронных, если $T_e \gg T_i$) радиусов. Если размеры плазменного облака значительно превышают указанный дебаевский радиус, то плазма в подавляющей части объема будет квазинейтральной.

Одним из элементов оптического удержания плазменных ионов может быть, так называемая, «оптическая мембрана» (ОМ), образованная суперпозицией бихроматических лазерных пучков резонансного плазменным ионам излучения и локализованная в узкой пространственной области. Как показано в работе¹⁵, при определенных параметрах полей в этой области будут действовать выпрямленные градиентные силы (ВГС)- F_R . В случае ОМ, силовое поле ВГС будет сосредоточено в узкой пространственной области с размерами порядка характерного диаметра лазерных пучков $2b$ и ориентированно (вдоль x) перпендикулярно направлению их распространения (рис. 17). Соответствующий потенциал $\Psi(x)$ этого поля, определяемый ВГС имеет вид сглаженной ступеньки (рис. 18, кривая 1) шириной $\sim b$, высотой Ψ_0 и описывается следующими выражениями:

$$F_R = -e_x \frac{\partial \Psi}{\partial x}, \quad \Psi(x) = \Psi_0 \Theta(x/b), \quad \Theta(t) = -\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_t^{\infty} \exp(-\tau^2) d\tau \quad (15)$$

В первом параграфе приведены результаты исследований эффектов взаимодействия ОМ с ультрахолодной плазмой (рис.18), полученных на основе уравнения Пуассона-Больцмана:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = 4\pi e \left[n_e \exp\left(\frac{e\varphi}{k_B T_e}\right) - n_b \exp\left(-\frac{e\varphi}{k_B T_i}\right) - n_i \exp\left(-\frac{e\varphi + \Psi}{k_B T_i}\right) \right], \quad \rho(\infty) = \rho(-\infty) = 0, \quad (16)$$

где ρ - плотность заряда, n_e , n_b , n_i - концентрации электронов, нерезонансных и резонансных ионов при $x \rightarrow -\infty$; T_i , T_e - температуры ионов и электронов.

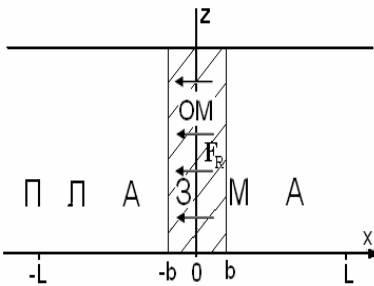


Рис. 17. ОМ в плазме, L -характерная длина плазменного столба: $L \gg b$.

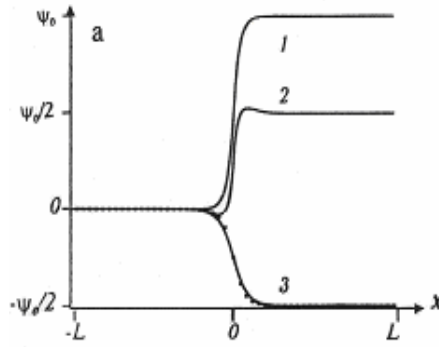


Рис. 18. Распределение потенциалов: 1 - $\Psi(x)$, 2 - для резонансных ионов $e\varphi(x) + \Psi(x)$, 3 - электрического $e\varphi(x)$.

В результате проведенных исследований обнаружен ряд интересных физических эффектов:

- а) скачок электрического потенциала на ОМ (рис. 18), который в отсутствии нерезонансных ионов ($N_0 = 0$) равен $e\varphi = -T_e \Psi_0 / (T_e + T_i)$;
- б) скачок давления (при $N_0 = 0$ скачок $\Delta p = p \{ \exp[-\Psi_0 / k_B (T_e + T_i)] - 1 \}$);

¹² Simien S.E., Chen Y.C., at all. // Phys. Rev. Lett.- 2004.- V. 92.- P. 143001 (4 p.).

¹³ Chen Y.C., Simien S.E., at all// Phys.Rev.Lett., 2004, v.93, p.265003(4 p.).

¹⁴ Laha S., Chen Y.C., at all // Eur. Phys. J. D.- 2006.- V.40.- P.51-56.

¹⁵ Krasnov I.V. // Laser Phys.- 1994.- V. 4.- P.906-921.

в) разделение ионов с коэффициентом $R \sim (n_i/n_b) \cdot \exp(-\Psi_0/k_B T_i)$;

г) образование двойного электрического слоя (разделение зарядов).

Описанные эффекты могут иметь ряд интересных применений. Прежде всего, это регистрация и измерение пондеромоторных сил в резонансном лазерном поле, диагностика плазмы, оптоэлектрический спектральный анализ. Данные применения расширяют возможности традиционного оптогальванического метода¹⁶ и основаны на достаточно простой зависимости скачка электрического потенциала ОМ от параметров излучения, характеристик плазмы: температуры, концентрации электронов и ионов.

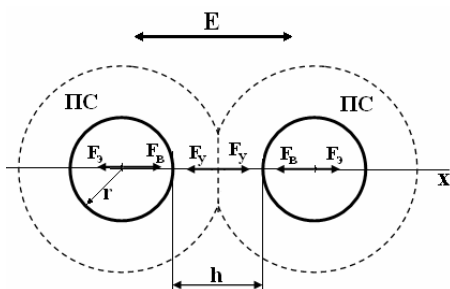
Другая сфера возможных применений ОМ, прямо вытекающая из свойств селективности, разделение (обогащение, очистка) ионных компонент плазмы. Причем, к несомненным достоинствам ОМ можно отнести невозможность её механического или химического разрушения и возможность оперативного управления её характеристиками посредством вариации параметров оптических полей.

Скачок давления на ОМ может иметь проявление в виде фотоакустического-го эффекта (в режиме «включения» - «выключения» оптического поля). К перспективным применениям ОМ в плазме следует отнести лабораторное моделирование двойных электрических слоев. Несомненным достоинством све-тоиндуцированных двойных слоев подобного рода является возможность целенаправленного задания их пространственной структуры. Наконец, рассмотренный фотоэлектрический эффект может лежать в основе нового метода прямого преобразования энергии лазерного излучения в электрическую, где ВГС выступают в роли сторонних сил, создающих ЭДС.

Во втором параграфе представлена принципиальная модель магнитооптической ловушки для удержания разреженной плазмы с резонансными ионами. Она представляет собой цилиндрический канал, заполненный плазмой и погруженный в однородное аксиальное магнитное поле. Это поле препятствует уходу заряженных частиц в перпендикулярном оси канала направлении. С торцов канал замкнут двумя ОМ, с направлением сил F_R внутрь цилиндра, которые препятствуют уходу резонансных ионов в продольном направлении. Показано, что время удержания плазмы может значительно превышать времена ее охлаждения и структуризации. Например, для ультрахолодной плазмы с $T_e = T_i = 10$ К, $n = 10^6$ см⁻³ и атомной массой иона $A_i = 100$, при длине ловушки $L = 100$ см и $\Psi_0/k_B = 100$ К получено время удержания $\tau_{уд} \approx 0.3$ с.

В **Главе 6** также рассматривается воздействие импульсного (с длительностью $\tau_p \sim 10$ пс ÷ 10 нс) лазерного излучения на резонансные частицы. Но в отличие от предыдущих глав таковыми являются металлические (серебрянные) наночастицы, имеющие плазмонный резонанс.

Рис. 19. Связанная пара наночастиц ПС - полимерный слой, r - радиус



(димер) в поле лазерного излучения (E): наночастицы, h - межчастичный зазор.

Кроме того, еще одним важным взаимодействием между ними весьма

важным взаимодействием между ними весьма значимым является то, что изначально значительное: они образуют пару связанных сферических наночастиц (димер), покрытых полимерным адсорбционным слоем и находящихся в водной среде (рис. 19). Такая пара частиц является простейшим

наноагрегатом, присутствующим в коллоидах металлов или частью (доменом) большого фрактального агрегата наночастиц.

В первом параграфе строится модель димера, учитывающая, как взаимодействие частиц между собой, так и их взаимодействие с падающим на них линейно-поляризованной (вектор электрического поля E параллелен оси димера x) плоской электромагнитной волной (лазерное излучение).

В отсутствие лазерного излучения взаимодействие частиц определяется следующими силами (рис.19): Ван дер Ваальса F_B ; упругости F_y , возникающей при контакте и деформации полимерных слоев и электростатической F_z , проявляющейся в условиях, когда межчастичной средой является электролит. В поле лазерного излучения частицы поляризуются, что приводит к их дополнительному взаимодействию: на каждую частицу начинает действовать поляризационно-индуцированная сила F_{em} , которая определяется выражением:

$$F_{em} = -\frac{dU_{em}}{dh}, \quad U_{em} = -\frac{2\pi}{c} I \cdot \text{Re}[(\alpha_d(\omega, h) - 2\alpha_0(\omega)], \quad (17)$$

где U_{em} - энергия взаимодействия поляризованных частиц, I и ω - интенсивность и частота лазерного излучения, α_d - поляризуемость димера, α_0 - поляризуемость отдельной наночастицы. Впервые описание этой силы и указание на ее важную роль во взаимодействии наночастиц было представлено в работе¹⁷.

Кроме того, поглощение лазерного излучения приводит к нагреву частиц (в первую очередь их электронной подсистемы) и окружающей среды. Сечение поглощения σ_d излучения также выражается через поляризуемость димера:

¹⁶Очкин В. Н., Преображенский Н. Г., Соболев И. Н., Шапарев Н. Я. // УФН, 1986, Т.148, №3, с.473-507.

¹⁷Claro F., Rojas R. // Appl. Phys. Lett.- 1994.- V. 65.- P. 2743-2746.

$$\sigma_d = 4\pi \frac{\omega}{c} \varepsilon_m^{1/2} \text{Im}[\alpha_d(\omega)], \quad (18)$$

где ε_m – относительная диэлектрическая проницаемость среды (на частоте ω). Для определения α_d использовался спектр поглощения димера, рассчитанный в мультипольном приближении для серебряных наночастиц одинакового радиуса $r = 10$ нм при различных межчастичных зазорах h (рис. 20). При этом спектр димера хорошо описывается суммой двух лоренцовских контуров, параметры которых и определяются из этого спектра.

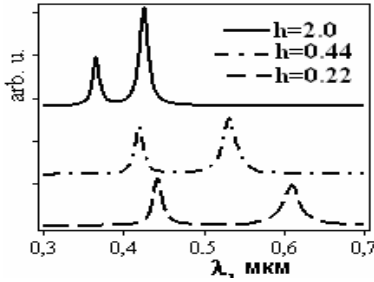


Рис. 20. Спектр поглощения димера серебряных наночастиц в зависимости от величины h межчастичного зазора (дана в нм).

Поглощение излучения димером приводит к нагреву наночастиц и окружающей среды (включая и ПС) за счет теплопередачи. В свою очередь, при нагреве полимерного слоя уменьшается его модуль упругости (слой «плавится»), что приводит к уменьшению силы упругости, препятствующей сближению частиц. Кроме того, принимается во внимание, что нагрев среды (воды) приводит и к изменению ее вязкости и характеристик двойного электрического слоя, окружающего частицы в электролите.

Значимым фактором для этих изменений является учет конечности скорости релаксации ПС. То есть при значительном его нагреве в течении малой длительности импульса модуль упругости не успевает достичь своего равновесного значения, соответствующего температуре слоя. В работе впервые предложено для описания изменения модуля упругости E_{el} использование уравнения кинетики:

$$\frac{dE_{el}}{dt} = -\nu_f \cdot E_{el}, \quad \nu_f = \tau_0^{-1} \exp(U_f / kT), \quad (19)$$

где ν_f – частота тепловых флуктуаций, приводящих к разрыву узла полимерной сетки, U_f – энергия связи молекул в узлах, $\tau_0 \approx 10^{-12} \div 10^{-11}$ с – характерное время тепловых флуктуаций в жидкости.

В результате анализа приведенных взаимодействий вырисовывается следующая физическая картина взаимодействия димера с лазерным излучением. До включения излучения частицы в димере находятся в равновесии под действием Ван-дер-Ваальсовых, упругих и электростатических сил. При включении лазерного излучения возникает поляризационно-индуцированная сила, действие которой в зависимости от отстройки может быть направлено как на уменьшение межчастичного зазора, так и на его увеличение. Поглощение излучения димером приводит к нагреву частиц и окружающей среды, вследствие этого уменьшается вязкость среды и упругость полимерного слоя. Уменьшение упругих сил, компенсирующих силы Ван дер Ваальса может привести к сближению частиц (вплоть до полного контакта их поверхностей). В свою очередь, изменение межчастичного зазора приводит к изменению спектра поглощения (оптических характеристик) димера и, соответственно, меняется и взаимодействие лазерного излучения с димером. Таким образом, этот процесс изменения структуры димера и его оптических характеристик под действием лазерного излучения (процесс его фотомодификации) носит существенно нелинейный характер.

Описание фотомодификации димера в виде системы обыкновенных нелинейных уравнений приводится во втором параграфе главы. В систему включены: уравнение изменения h ; уравнение движения наночастиц друг относительно друга, учитывающее все вышеперечисленные силы; уравнение для температуры электронной подсистемы частиц с учетом нагрева излучением и теплообмена с ионной решеткой; уравнение для температуры ионной решетки, нагреваемой за счет энергообмена с электронами и охлаждаемой теплоотдачей в окружающую среду; уравнение (18), описывающее изменение модуля упругости ПС в процессе нагрева.

Во втором параграфе приведены некоторые результаты численных расчетов динамики ($h(t)$, $T_e(t)$, $T_i(t)$, $E_{el}(t)$) фотомодификации димера, полученные при решении системы уравнений. Эти расчеты были проведены для различных длительностей, интенсивностей и частот лазерного излучения, а также различных начальных значений межчастичной щели h_0 .

Несмотря на определенные ограничения нашей модели, она позволила установить ряд принципиальных закономерностей процесса фотомодификации димера, а если рассматривать димер как аналог резонансного домена, то и фотомодификации фрактального агрегата через изменение структуры его резонансных доменов.

В частности, из полученных результатов следует, что фотомодификация димеров с малым ($\leq 2 \div 3$ нм) начальным зазором (резонансы сдвинуты в низкочастотную область спектра) под действием квазирезонансного излучения, в основном, обусловлена уменьшением расстояния между частицами и, соответственно, дальнейшим сдвигом резонансов в длинноволновую область.

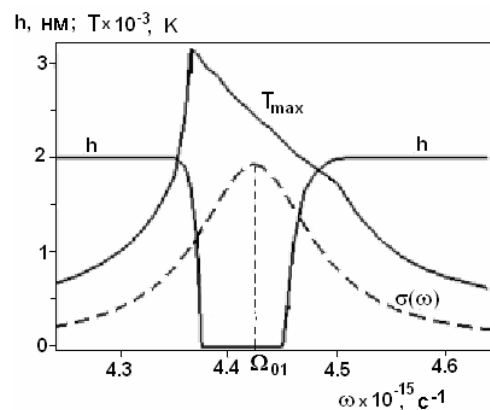
В случае же больших начальных межчастичных зазоров (толстых полимерных слоев), когда резонансы находятся в относительно высокочастотной области (более близкими к плазмонному резонансу одиночных частиц), относительные сдвиги частиц в домене незначительны даже при достижении высокой температуры частиц. Поэтому можно предположить, что основное изменение в домене будет связано с изменением размеров (испарением) его частиц вплоть до их исчезновения, а возможно и образования плазмы.

Отсюда следует, что природа порога фотомодификации как димеров, так и агрегатов наночастиц в разных областях спектра может быть различной: при малых межчастичных зазорах она обусловлена сдвигом частиц, при больших –

изменением размеров и, возможно, исчезновением частиц. Однако в целом картина не так однозначна. Например, в случае малого зазора, но большой интенсивности, преобладающую роль могут играть поляризационно-индуцированные силы. И в зависимости от отстройки от резонанса они могут приводить как к притяжению частиц, так и к их расталкиванию.

Еще одна важная особенность, обнаруженная нами при малых начальных значениях межчастичных зазоров, - это асимметрия относительно исходной резонансной частоты димера его спектральной области коллапса (частоты излучения, вызывающего коллапс димера) (рис. 21). Провал по h означает, что в этой области частот лазерного излучения к концу импульса происходит сдвиг частиц до их полного контакта. Наблюдающаяся при этом асимметрия (относительно Ω_{01}) частотной области, где это происходит объясняется следующим образом. Если частота лазера $\omega < \Omega_{01}$, то с началом нагрева ПС начинает «плавиться» и зазор начинает уменьшаться. С уменьшением зазора резонансный пик сдвигается (см. рис. 20) в низкочастотную область – поглощение излучения растет, что приводит к усилению нагрева и, в конечном счете, к ускорению «схлопывания» димера.

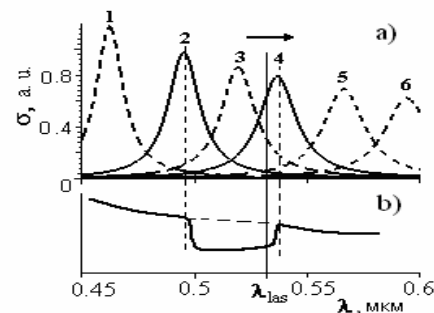
Рис. 21. Зависимости температуры и величины зазора h в конце импульса от частоты лазерного излучения ω при начальном значении $h_0 = 2$ нм, $\tau_p = 10$ нс и $I = 10^6$ Вт/см². Здесь $\sigma(\omega)$ - начальная линия поглощения длинноволновой части спектра димера, а Ω_{01} - соответствующая резонансная частота.



То есть, осуществляется положительная обратная связь между излучением и реакцией димера. В случае $\omega > \Omega_{01}$ с поглощением излучения также начинается сдвиг резонанса в низкочастотную область, но теперь это приводит к уменьшению поглощения излучения, вплоть до прекращения нагрева и дальнейшего «схлопывания» димера – реализуется отрицательная обратная связь.

В применении к агрегатам, содержащими множественный набор таких ди-меров с различными межчастичными расстояниями и, соответственно, различными спектрами, проявление указанного механизма будет выражаться в виде провала в суммарном спектре агрегата, сдвинутого в коротковолновую сторону относительно частоты лазерного излучения (рис. 22). Это весьма важный результат, поскольку выявляемая асимметрия положения провала, возникающая за время действия лазерного импульса, может стать одной из основных причин отрицательной нелинейной рефракции гидрозолей серебра, которая наблюдалась в экспериментах (см. ¹⁸) при воздействии излучением с $\lambda = 1.064$ мкм. В случае воздействия коротким пикосекундным лазерным импульсом сближение частиц димера оказывается значительно меньшим, или оно вовсе отсутствует (например, при низкой интенсивности, приближающейся к пороговым значениям).

Рис. 22. Схема появления асимметричного провала в спектре агрегата: а) набор спектральных линий различных димеров; б) провал в суммарном спектре агрегата.



Таким образом, выполненный анализ показывает, что оптические характеристики резонансного домена фрактального агрегата при условиях, близких к экспериментальным динамически изменяются за время действия лазерного импульса, что порождает нелинейность оптического отклика системы и проявляет себя при разнообразных нелинейно-оптических процессах в импульсных лазерных полях ¹⁸.

Несмотря на то, что данная модель, как показали расчеты, является недостаточно полной, она позволяет определить роль основных факторов и оценить необходимость их учета. Например, достижение высоких температур частиц даже при умеренных интенсивностях излучения вызывает вопрос о необходимости учета их частичного или полного испарения. Высокие температуры электронов убеждают в необходимости учета их термоэмиссии. Что касается свойств полимерного адсорбционного слоя частиц, то полученные результаты диктуют необходимость учета его неоднородности (возрастания по толщине в направлении поверхности частицы модуля упругости адсорбционного полимерного слоя).

Совершенно очевидно, что предложенная модель требует, а главное, позволяет свое дальнейшее улучшение и развитие для более адекватного описания процесса локальной модификации агрегатов металлических наночастиц и порождаемых ей широкого спектра нелинейно-оптических явлений. Следует подчеркнуть, что обнаруженные процессы оказывают неизбежное влияние на все нелинейно-оптические и фотофизические явления, исследованные к настоящему времени, физическая природа которых оставалась невыясненной.

В Заключение сформулированы основные результаты работы.

¹⁸ Карпов С.В., Слабко В.В. Оптические и фотофизические свойства фрактально-структурированных золей металлов.- Новосибирск, изд-во СО РАН, 2003.- 265 с.

1. Предложена математическая модель резонансного оптического разряда в парах металлов. На основе ее проведены исследования кинетики плазмообразования и предсказаны эффекты: возникновение колебаний параметров плазмы и образование «переохлажденных» электронов. Проведено детальное исследование проявления эффектов ионизационного просветления и потемнения газа при распространении резонансного излучения. Предложен способ разделения изотопов в плазме резонансного оптического разряда.
 2. Построена теория резонансного оптического разряда на возбужденных состояниях атомов. На ее основе показана возможность эффективного поддержания плазмы инфракрасным или оптическим резонансным излучением в газах с атомами, потенциал ионизации которых значительно превышает энергию фотона лазерного излучения.
 3. Создана модель (аналитическая и численная) воздействия на поверхность металла лазерного излучения с частотой, резонансной квантовому переходу атомов паров этого металла. Проведено сравнение с результатами экспериментальных работ, продемонстрировавшее адекватность модели. Обнаружен эффект снижения экранировки мишени плазмой с ростом отстройки частоты лазерного излучения от резонанса, который позже подтвержден в экспериментах других авторов.
 4. Предложен способ создания ультрахолодной сильнонеидеальной электрон-ионной плазмы, основанный на использовании методов лазерного охлаждения. Показана принципиальная возможность достижения таким способом условий вигнеровской кристаллизации плазмы. Установлены процессы, сопутствующие охлаждению и кристаллизации ионной подсистемы: образование ридберговских атомов и автоионизационных состояний, запаздывание кристаллизации ионной подсистемы относительно ее охлаждения.
 5. Исследовано взаимодействие электрон-ионной плазмы с «оптической мембраной» и предсказано возникновение скачков электрического потенциала и давления, двойного электрического слоя, разделения резонансных и нерезонансных ионов. Предложена схема плазменной магнито-оптической ловушки, использующая «оптическую мембрану».
 6. Построена комплексная математическая модель и проведены исследования воздействия лазерного излучения на связанную пару плазменных наночастиц (димер). Предсказан эффект, заключающийся в асимметрии провала относительно частоты лазерного излучения, «выжигаемого» этим излучением в спектре многочастичного агрегата плазмонно-резонансных наночастиц.
- Основные публикации** по материалам диссертации:
1. Gavriilyuk A.P., Shaparev. N.Ya. Ionization-induced gas transparency in the resonance electromagnetic field. // *Opt. Commun.* - 1981. - V.39. - №6. - P.379-383.
 2. Гаврилюк А.П., Шапарев Н.Я. Ионизационное просветление и потемнение газа в резонансном поле. - Красноярск, 1982. - 34с. (Препринт ВЦ СО АН СССР: №17).
 3. Гаврилюк А.П., Шапарев Н.Я. Ионизация газа в резонансном оптическом поле. Ч.1. - Красноярск, 1986. - 36с. (Препринт ВЦ СО АН СССР: №15).
 4. Гаврилюк А.П., Шапарев Н.Я. Ионизация газа в резонансном оптическом поле. Ч.2. - Красноярск, 1987. - 36с. (Препринт ВЦ СО АН СССР: №13).
 5. Гаврилюк А.П., Шапарев Н.Я. Резонансный оптический разряд на возбужденных атомах. // *ЖТФ.* - 1988. - Т. 58. - № 5. - С.959-961.
 6. Гаврилюк А.П., Шапарев Н.Я. Колебания натриевой плазмы резонансного разряда // *Физика плазмы.* - 1988. - Т. 54. - № 8. - С.1008-1010.
 7. Гаврилюк А.П., Шапарев Н.Я., Якубайлик О.Э. Моделирование воздействия импульса УФ излучения на поверхность алюминия. - Красноярск, 1991. - 32с. (Препринт ВЦ СО АН СССР: №7).
 8. Гаврилюк А.П. Резонансный оптический разряд как эффективный способ создания переохлажденной плазмы. // *ЖТФ.* - 1993. - Т. 63. - № 2. - С. 171-175.
 9. Гаврилюк А.П., Шапарев Н.Я. Резонансный оптический разряд на поверхности металла. Аналитическая модель. // *ЖТФ.* - 1993. - Т. 63. - № 6. - С.1-9.
 10. Гаврилюк А.П., Шапарев Н.Я. Якубайлик О.Э. Образование плазмы при взаимодействии резонансного лазерного излучения с поверхностью. Ч.1. Алюминий. // *Квант. электроника.* - 1993. - Т. 20. - № 8. - С. 828-832.
 11. Гаврилюк А.П., Шапарев Н.Я. Резонансный оптический разряд на возбужденных атомах в азоте. // *Квант. электроника.* - 1993. - Т. 20. - № 9. - С. 859-862.
 12. Gavriilyuk A.P., Shaparev. N.Ya, Yakubailik O.E. Simulation of UV radiation impulse cooling to aluminum surface in vacuum. // *High Power, Laser, and Particle Beams.* - 1994. - V. 6. - P.91-98.
 13. Gavriilyuk A.P., Krasnov I.V., Shaparev. N.Ya. Laser optical trap for a low temperature plasma // Reports of first Russian-Chinese seminar on Laser Physics and Laser Technology, Krasnoyarsk, Russia, 1993, p. 47-48.
 14. Gavriilyuk A.P., Shaparev N.Ya. Yakubailik O.E. Resonance optical discharge on the metal surface. // Reports of first Russian-Chinese seminar on Laser Physics and Laser Technology, Krasnoyarsk, Russia, 1993, p. 54-59.
 15. Гаврилюк А.П. Аналитические оценки температуры электронов и кинетики ионизации газа в резонансном поле. // *ТВТ.* - 1995. - Т.33. - № 1. - С. 144-147.
 16. Гаврилюк А.П., Краснов И.В., Шапарев Н.Я. Оптическое удержание низко температурной плазмы с резонансными ионами. // *Письма в ЖЭТФ.* - 1996. - Т. 63. - № 5. - С.316-321.

17. Гаврилюк А.П., Краснов И.В., Шапарев Н.Я. Лазерные воздействия – эффективный метод управления состоянием вещества. // Актуальные проблемы информатики, прикладной матем. и механики. Ч. II, математическое моделирование. Изд-во СО РАН, 1996, с.38-53.
18. Gavriluyuk A.P., Krasnov I.V. Shaparev N.Ya. Laser confinement of resonance plasma. // Proceedings of the Second Chinese-Russian Symposium on Laser Physics and Laser Technology, July 14-17, Harbin, China, 1995, p.15-16.
19. Gavriluyuk A.P., Shaparev N.Ya. Yakubailik O.E. Resonance laser plasma on sodium surface. // Proceedings of the Second Chinese-Russian Symposium on Laser Physics and Laser Technology, July 14-17, Harbin, China, 1995, p.17-19.
20. Gavriluyuk A.P., Shaparev N.Ya. Yakubailik O.E. Analytical model of resonance laser plasma on metal surface. // Proceedings of the Second Chinese-Russian Symposium on Laser Physics and Laser Technology, July 14-17, Harbin, China, 1995, p. 22-24.
21. Гаврилюк А.П., Краснов И.В. Шапарев Н.Я. Селективная оптическая ловушка для низкотемпературной плазмы. // **Известия вузов. Физика.** -1996.- №1. С. 96-103.
22. Gavriluyuk A.P., Krasnov I.V. Shaparev N.Ya. Magnetic-optical trap and its application. // Proceedings of the Third Russian-Chinese Symposium on Laser Physics and Laser Technology. Krasnoyarsk, 1996, p. 8-9.
23. Gavriluyuk A.P., Krasnov I.V. Shaparev N.Ya., Trapeznikov Yu. Optical membrane in plasma. // Proceedings of the Third Russian-Chinese Symposium on Laser Physics and Laser Technology. Krasnoyarsk, 1996, p. 68-69.
24. Gavriluyuk A.P., Krasnov I.V. Shaparev N.Ya., Shishkin S.A. How can plasma be cooled by light? // Proceedings of the Third Russian-Chinese Symposium on Laser Physics and Laser Technology. Krasnoyarsk, 1996, p. 70-72.
25. Gavriluyuk A.P., Krasnov I.V. Shaparev N.Ya., Shishkin S.A. Ultracold plasma controlled by electromagnetic radiation. // Proceedings of the Third Russian-Chinese Symposium on Laser Physics and Laser Technology. Krasnoyarsk, 1996, p. 73-74.
26. Гаврилюк А.П., Краснов И.В. Шапарев Н.Я. Лазерное управление состоянием плазмы в селективной оптической ловушке. // **Письма в ЖТФ.** -1997.- Т. 23.- № 2.- С. 28-32.
27. Gavriluyuk A.P., Krasnov I.V. Shaparev N.Ya. Laser cooling and Wigner crystallization of rarefied plasma. // **Proceedings of SPIE.** -1997.- V. 3485.- P. 142-151.
28. Gavriluyuk A.P., Krasnov I.V. Shaparev N.Ya. Laser cooling and Wigner crystallization of resonant plasma in magneto-optical trap. // Proceedings of the Second International Symposium on Modern Problems of Laser Physics. (MPLP97), Novosib., 1997, p. 317-325.
29. Гаврилюк А.П., Краснов И.В. Шапарев Н.Я. Трапезников Ю. Эффекты взаимодействия оптической мембраны с плазмой. // **Известия вузов. Физика.** - 1998.- №6.- С.9-14.
30. Gavriluyuk A.P., Krasnov I.V. Shaparev N.Ya. Wigner crystallization of resonant plasma due to laser radiation action. // The proceedings of the 4-th Sino-Russian-Korean Symposium on Laser Physics and Laser Technology. Harbin, China, 1998, p.19-20.
31. Gavriluyuk A.P., Krasnov I.V. Shaparev N.Ya. Laser Cooling and Wigner Crystallization of Rarefied Plasma // **Physics of Vibration.** -1998.- V.6.- Is. 1.- P.67-74.
32. Gavriluyuk A.P., Krasnov I.V. Shaparev N.Ya. Laser cooling and Wigner crystallization of resonant plasma in magneto-optical trap // **Laser Physics.** - 1998.- V. 8.- P.653-656.
33. Гаврилюк А.П., Краснов И.В. Полюттов С.П. Шапарев Н.Я. Резонансные лазерные воздействия – эффективный метод управления состоянием газа и плазмы // **Известия вузов. Физика.** - 1999.- № 8.- С. 96-105.
34. Gavriluyuk A.P., Krasnov I.V. Shaparev N.Ya. Laser cooling of rarefied plasma with resonant ions. // The proceedings of the 5-th Russian-Chinese Symposium on Laser Phys. and Technol., Tomsk, Publishing Tomsk State Univer., p.6, Oct., 2000.
35. Gavriluyuk A.P., Krasnov I.V. Shaparev N.Ya. Laser cooling of a recombining electron-ion plasma. // Proceedings the 6-th Internat. Symposium on Laser Physics and Laser Technology, 18-24 August 2002, Harbin, China, P.1-7.
36. Гаврилюк А.П., Краснов И.В. Шапарев Н.Я. Лазерное охлаждение рекомбинирующей электрон-ионной плазмы // **Письма в ЖЭТФ.** - 2002.- Т. 76.- №7.- С. 497-502.
37. Гаврилюк А.П., Краснов И.В. Шапарев Н.Я. Моделирование и оптимизация управляющих лазерных воздействий. // **Вычислительные технологии.** - 2004.- Т.9.- С.44-52.
38. Gavriluyuk A.P., Krasnov I.V. Shaparev N.Ya. Light-induced ultracold plasma // **Laser Physics.** - 2005.- V.15.- Iss.7.- P.1102-1108.
39. Gavriluyuk A.P., Krasnov I.V., Shaparev N.Ya. Ultracold laser plasma // Proceedings the 8-th Internat. Symposium on Laser Physics and Laser Technology, 10-15 August 2006, Harbin, China, P.1-4.
40. Gavriluyuk A.P., Karpov S.V. The model of resonant domain of metal nanoparticle aggregates in pulsed laser fields. // **Proceeding of SPIE**, 2007, v.6728, 67281T(12p.).
41. Гаврилюк А.П., Карпов С.В. Взаимодействие резонансных доменов агрегатов металлических частиц с импульсным лазерным излучением. // Материалы 6-ой Всероссийской школы-конференции «Нелинейные процессы и проблемы самоорганизации в современном материаловедении». Март, 2007, Воронеж, с. 45-46.
42. Гаврилюк А.П., Карпов С.В. Процессы в резонансных доменах агрегатов металлических наночастиц и происхождение оптической нелинейности агрегатов в импульсных лазерных полях. // Тезисы 2-ой Всероссийской конференции НАНО-2007. Март, 2007, с. 450.

43. Krasnov I.V., Gavriilyuk A.P. Non-ideality limit of ultracold laser plasma. // **J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.** - 2008. - V.41. - Iss.12. - P. 125301 (4pp.).
44. Gavriilyuk A.P., Krasnov I.V. Maximum non-ideality of ultracold laser plasma // Proceedings of the 9-th Russian-Chinese Symposium on Laser Physics and Laser Technologies. Tomsk, Russia, October 26-31, 2008, p.15-18.
45. Гаврилюк А.П., Краснов И.В., Шапарев Н.Я. Моделирование и диагностика ультрахолодной лазерной плазмы. // **Вычислительные технологии.** - 2009. - №6. - С.29-33.
46. Gavriilyuk A.P., Karpov S.V. Processes in resonant domains of metal nanoparticle aggregates and optical nonlinearity of aggregates in pulsed laser fields. // **Applied Physics B.** - 2009. - V.97, Iss.1. - P. 163-172.
47. Gavriilyuk A.P., Isaev I.L., Karpov S.V., Krasnov I.V., Shaparev N.Ya. Brownian Dynamic of Laser Cooling and Crystallization of Electron-ion Plasma. // **Phys. Rev.E.** - 2009. - V.80. - Iss.5. - P.056404 (6pp.).
48. Gavriilyuk A.P., Karpov S.V. Dynamic changes of optical characteristics of resonant domains in metal nanoparticle aggregates under pulsed laser fields. // **Applied Physics B.** - 2011. - V.102. - Iss.1. - P.65-72.
49. Gavriilyuk A.P. Correlation and recombination heating in an ultracold plasma. Analytic estimations. // arXiv:1107.5904. - 2011. - 10 p.