

Администрация Санкт-Петербурга
Российская Академия наук
Министерство общего и профессионального образования РФ

**Итоговый семинар
по физике и астрономии
победителей конкурса грантов
1997 года для молодых ученых
Санкт-Петербурга**

16–17 февраля 1998 г.
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
С.-Петербург

Тезисы докладов

Санкт-Петербург, 1998

Организаторы семинара

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН (ФТИ РАН)

Конкурсный центр фундаментального естествознания

Министерства образования РФ (КЦФЕ)

Санкт-Петербургский научный центр РАН (СПбНЦ РАН)

Организационный комитет

Роткин Вячеслав Вячеславович (ФТИ РАН), *председатель*

Аверкиев Никита Сергеевич (ФТИ РАН)

Азбель Александр Юльевич (КЦФЕ)

Макарова Татьяна Людвиговна (ФТИ РАН)

Павлов Леонид Анатольевич (ФТИ РАН)

Семенова Татьяна Анатольевна (КЦФЕ)

Тропп Эдуард Абрамович (СПбНЦ РАН)

Троян Владимир Николаевич (СПбГУ)

Шанцев Даниил Владимирович (ФТИ РАН)

Состав участников

Семинар является одним из заключительных мероприятий конкурса персональных грантов для студентов, аспирантов и молодых ученых Санкт-Петербурга, организованного Администрацией Санкт-Петербурга, Министерством общего и профессионального образования РФ и Российской Академией наук. Конкурс получил также финансовую поддержку со стороны федеральной целевой программы «Государственная поддержка интеграции высшего образования и фундаментальной науки на 1997–2000 годы.» Для участия в семинаре были приглашены победители конкурса 1997 года в области физики и астрономии, набравшие высший рейтинг по результатам экспертизы.

Предисловие

Предлагаемый вниманию читателя сборник содержит материалы итогового семинара по физике и астрономии победителей конкурса грантов 1997 года для молодых ученых Санкт-Петербурга. Семинар является одним из заключительных мероприятий конкурса, организованного Администрацией Санкт-Петербурга, Министерством общего и профессионального образования РФ и Российской Академией наук. До нынешнего года конкурс проводился только среди научной молодежи петербургских университетов. В 1997 году по инициативе Конкурсного центра фундаментального естествознания Министерства образования РФ (КЦФЕ) к его организации был привлечен Санкт-Петербургский научный центр РАН, а к участию в конкурсе — аспиранты и стажеры-исследователи академических институтов. Этот шаг позволил привлечь дополнительные средства: программа поддержки научной молодежи была включена в Программу СПбНЦ РАН на 1997 год. Кроме того, конкурс получил финансовую поддержку со стороны федеральной целевой программы «Государственная поддержка интеграции высшего образования и фундаментальной науки на 1997–2000 годы.» По договоренности между КЦФЕ и Президиумом СПбНЦ РАН часть средств Программы СПбНЦ была направлена на организацию итогового семинара; собственно организационную работу взяли на себя молодые ученые Физико-технического института им. А. Ф. Иоффе. Для участия в семинаре были приглашены победители конкурса 1997 г. в области общей физики и астрономии, набравшие высший рейтинг по результатам экспертизы. Это примерно шестая часть всех победителей конкурса. В результате в работе семинара участвуют 37 молодых физиков и астрономов из семи петербургских университетов и трех академических институтов.

Такова внешняя канва событий, приведших к выпуску настоящего сборника. Научное содержание семинара характеризуется принадлежностью молодых авторов к ведущим петербургским научным школам и их работой по актуальным направлениям физики и астрономии. Тематика публикуемых статей (она соответствует секционной программе семинара, включающего секции «Молекулярная динамика», «Электронная структура твердого тела», «Структуры с пониженной размерностью», «Оптика и спектроскопия», «Распространение излучения», «Атомная и молекулярная физика», «Физика плазмы и астрофизика») представляет собой слепок с тематики «взрослых» научных журналов, подтверждая тем самым известную мысль, что не существует деления науки по возрастному принципу.

Но если особой «молодежной» науки и нет, то социальные пробле-

мы научной молодежи существуют и имеют наибольшую остроту среди других проблем, с которыми сталкивается современное научное сообщество. Хотя социологи науки отмечают высокую степень адаптированности петербургских ученых к современным условиям, одно только искажение возрастной структуры научных коллективов является фактом, вызывающим серьезную озабоченность. Активное участие петербургской научной молодежи в конкурсе и высокое качество работ его победителей должно послужить для городских властей и руководителей научных учреждений серьезным стимулом для того, чтобы не опускать руки в попытках решения проблем научной молодежи и сохранения Санкт-Петербурга как крупнейшего мирового научного центра.

Главный ученый секретарь
Президиума СПбНЦ РАН,
д. ф.-м. н. Э. А. Тропп.

Дипломные проекты

Вопросы моделирования распространения оптического излучения

Ю. П. Баскаев

Балтийский государственный технический университет им. Д. Ф. Устинова

При численном решении ряда дифракционных задач, как правило, приходится иметь дело с обработкой больших массивов данных. Для этого необходим высокоэффективный метод расчета. Уже несколько десятилетий существуют алгоритмы быстрых ортогональных дискретных преобразований информации. Многие из них удачно используются в оптике, радиофизике и других областях, но в каждом конкретном случае требуется реализация вычислительной схемы наибольшим образом удовлетворяющая особенностям именно данного класса задач.

В рамках настоящего исследования разработаны на основе быстрого преобразования Фурье (БПФ) алгоритмы расчета характеристик оптического излучения в различных дифракционных областях: зоне дифракции Фраунгофера и Френеля, а также в так называемой зоне геометрической тени. Кроме этого, при использовании теоремы выборки Уиттекера–Шеннона реализован алгоритм восстановления фурье-образа данных, занимающих большой объем памяти (в двумерном случае более 10^7 чисел). С помощью такого алгоритма возможно проводить расчеты характеристик излучения, проходящего, например, через турбулентную среду с достаточным мелким масштабом неоднородностей.

Высокое быстродействие указанных вычислительных схем позволило, в частности, провести несколько тысяч расчетов двумерных распределений светового излучения в зоне Фраунгофера, объединенных в одно параметрическое исследование. При этом определялась зависимость угла расходимости излучения (по половине энергии) от двух характеристик исходного волнового фронта. Первая — это число фазовых нерегулярных неоднородностей, уместающихся по одному измерению, в данном случае квадратной, апертуры. Вторая — среднеинтегральная по плоскости источника дисперсия фазы фронта. Предполагается, что фаза распределена случайно и подчиняется нормальному закону. Амплитуда по апертуре распределена равномерно. Полученные результаты вполне отражают известную физическую ситуацию. При увеличении дисперсии фазы расходимость излучения

также растет. Начиная с некоторого момента ее рост заметно убыстрятся.

Выполнено моделирование распространения излучения внутри незаполненного лазерного резонатора. Расчеты показали, что собственные решения, характерные для исследованных конкретных конфигураций резонатора, сохраняют свой вид на протяжении нескольких тысяч итераций, число которых ограничено, видимо, лишь конечностью разрядной сетки компьютера.

Эффекты нелинейного отражения и акустических возмущений в чистом Хе и его смесях с галогенсодержащими молекулами в лазерном поле

А. М. Деркач

Санкт-Петербургский государственный университет

Изучение процессов, протекающих при взаимодействии импульсного лазерного излучения большой мощности со средами высокой плотности, когда межмолекулярные и межатомные взаимодействия проявляются особенно сильно, занимает важное место в лазерной физике. Такие исследования важны еще и тем, что при больших плотностях возникают новые состояния частиц с высокой энергией, меняются свойства исследуемой среды и могут измениться характеристики самого лазерного излучения. Вместе с тем появляется возможность управлять свойствами излучения, а межмолекулярные или межатомные взаимодействия успевают проявиться за время лазерного импульса.

Так как под воздействием мощного лазерного излучения в газовой среде начинают параллельно развиваться различные нелинейные эффекты, обусловленные межмолекулярными взаимодействиями (например, индуцированные столкновениями одно- и многофотонные поглощения), то для разделения этих эффектов и интерпретации получаемых данных очень важен правильный выбор экспериментальных условий.

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование нелинейных оптических свойств сжатых инертных газов Хе, Kr и их смесей с галогенсодержащими молекулами (фреонами) CF_2Cl_2 , CF_3Cl , CF_3Br , CF_3H и NF_3 в поле лазерного излучения, в спектральном диапазоне от 245 нм до 500 нм. Изучение взаимодействия лазерного излучения именно с такими молекулами представляет большой интерес, т.к., во-первых, согласно литературным данным, излучение может инициировать фотохимические реакции с образованием эксимерных молекул; и, во-вторых, такие реакции могут частично моделировать процессы, имеющие место в активных средах эксимерных лазеров.

Основными задачами работы были следующие:

1. Изучение нелинейных процессов в выбранных средах, в широкой спектральной области. Проверка присутствия в них инициированных фотохимических реакций с возможным образованием эксимеров как продуктов реакции, и выяснение механизма формирования эксимера (частица, существующая в возбужденном состоянии):

(а) прямой механизм: $\text{Xe} + \text{R-Cl} + 2h\nu \rightarrow \text{Xe}^+ \text{R-Cl}$; $\text{Xe}^+ \text{R-Cl} \rightarrow \text{XeCl}^* + \text{R}$;
 $\text{XeCl}^* \rightarrow \text{Xe} + \text{Cl} + h\nu$

(б) преддиссоциация галогена: $\text{R-Cl} + h\nu \rightarrow \text{R} + \text{Cl}$;
 $\text{Xe} + \text{Cl} + h\nu \rightarrow \text{XeCl}^*$; $\text{XeCl}^* \rightarrow \text{Xe} + \text{Cl} + h\nu$.

2. Поиск возможных каналов диссипации энергии в лазерном пучке.

Для обеспечения чистоты экспериментов были выбраны галогенсодержащие молекулы, не имеющие диссоциативных полос поглощения во всей спектральной области исследования. Для детектирования наблюдаемых явлений использовались 2 экспериментальных метода:

(а) метод вынужденного обратного рассеяния лазерного излучения; из анализа опубликованных материалов по данному вопросу известно, что в Хе, Кг, а также в некоторых фреонах возникает вынужденное рассеяние Мандельштам-Бриллюэна;

(б) оптико-акустический метод, как вид дифференциального метода для регистрации поглощаемой средой энергии.

Эксперименты проводились с чистым Хе и Кг в диапазоне плотностей газа от 1 до 70 Амага, и со смесями Хе-фреон в диапазоне плотностей смесей от 5–6 до 40 Амага. Для проведения экспериментов была собрана установка, основными узлами которой являются:

1) источник излучения, включающий в себя ХеСl эксимерный лазер (электроразрядный лазер, работающий на смеси НСl:Не:Хе, с неустойчивым типом резонатора, с длиной волны излучения 308 нм), и ВКР-конвертор лазерного излучения на Н₂, установленный на выходе резонатора лазера для расширения спектрального диапазона исследований от 245 до 500 нм;

2) кювета высокого давления с исследуемой средой для проведения экспериментов по обратному рассеянию;

3) кювета высокого давления (с вмонтированным внутри микрофоном) для оптико-акустических экспериментов;

4) система детектирования прошедшего и рассеянного назад пучков.

Как в экспериментах по «отражению» излучения, так и в оптико-акустических экспериментах, методика эксперимента была следующая. Лазер генерировал импульсы длительностью 5–10 нс и с расходимостью около 10^{-4} рад. Был также изучен спектр испускания ХеСl лазера; полоса испускания имеет вид дублета с шириной каждой компоненты около 3 см^{-1} , расположенных на расстоянии 26 см^{-1} или 800 ГГц друг от друга. Плотность мощности излучения в каустике (области взаимодействия) варьировалась от 3 до 30 ГВт/см².

После отражения лазерного импульса от зеркала пучок фокусировался в кювету с исследуемой средой с помощью короткофокусной линзы ($f = 3$ см). При помощи делительной пластины 10% рассеянного назад излучения детектировалось фотодиодом и микровольтметром. Прошедшее через кювету с исследуемой средой излучение также детектировалось скоростным фотодиодом и микровольтметром. Контроль неоднородности среды осуществлялся с помощью He-Ne лазера.

Получены следующие основные результаты:

1. При воздействии на среду излучения с длиной волны 308 нм и с плотностью мощности около 10 ГВт/см^2 для чистого Хе при большой плотности, и смесей Хе-фреон при малых плотностях наблюдалось ярко выраженное рассеяние излучения назад. Коэффициент отражения $R = E_{\text{отр}}/E_{\text{пад}}$ достигал 36% при плотности Хе $\rho \geq 50$ Ам. Как оказалось, использование хлор- и бромсодержащих молекул снижает порог эффекта обратного рассеяния по плотности Хе, а именно: чем меньше энергия разрыва связи Cl-R, тем меньше порог эффекта по плотности Хе. Также было установлено, что пороговым условием по плотности среды является неизменность (в пределах 5%) произведения: $\rho_{\text{фреон}}\rho_{\text{Хе}} = \text{const}$, что говорит о бинарном столкновительном характере процесса формирования нелинейности среды, в котором молекулы Хе и фреона участвуют равноправно;

2. Для выявления дополнительных каналов диссипации энергии из лазерного пучка была изучена его трансформация на выходе из кюветы при различном уровне рассеяния «назад». Экспериментальные данные подтвердили численные расчеты: в условиях интенсивного обратного рассеяния происходит значительное (около 40%) ослабление центральной части пучка; $E_{\text{отр}} \approx 0.2-0.3E_{\text{пад}}$;

3. Измерены спектральные зависимости отражения для чистого ксенона и смеси Хе-CF₂Cl₂. Было установлено, что в чистом Хе нет селективности при отражении назад (в спектральном диапазоне от 245 до 500 нм), тогда как в смеси Хе-CF₂Cl₂ отражение лазерного излучения есть на несущей лазерной частоте 308 нм и 1 антистоксе, и отсутствует на стоксовых компонентах;

4. Оптико-акустическим методом измерено энерговыделение лазерного излучения в инертных газах Хе и Kr, и в смесях Хе-CF₂Cl₂ и Хе-NF₃. Выяснилось, что есть слабое (1–2%) поглощение энергии Хе и Kr, и отсутствие такового в CF₂Cl₂ и NF₃. Вместе с тем, зарегистрировано резкое (приблизительно на порядок) увеличение акустического сигнала при малых добавках фреона-12 к Хе. В смеси Хе-NF₃ эффекта увеличения акустического сигнала при добавлении NF₃ к Хе не наблюдалось.

Выводы

Исходя из полученных результатов, мы можем сделать вывод, что обратное рассеяние в чистом Хе появляется вследствие электрострикции и электрокалорического эффектов. В смесях Хе-фреон кроме этих эффектов в формировании нелинейности среды могут участвовать продукты реакций — эксимеры ХеCl* или ХеBr*, и мы можем предполагать, что образование эксимерных молекул в области взаимодействия лазерного излучения с газами происходит без предварительной диссоциации галогенсодержащей молекулы.

Преобразование светового поля растровой системой в формализме матричной оптики

И. А. Жувикина, Г. В. Жувикин, И. А. Румянцев
Санкт-Петербургский государственный университет

В настоящее время матричный формализм широко используется для описания сложных оптических систем (см. например [1], [2]), а также решения обратных задач оптики [3].

Данная работа посвящена исследованию возможностей применения матричных методов в задачах распространения излучения и передачи изображений в растровых оптических системах. Важные приложения такого подхода связаны с развитием аналитических методов описания систем оптической обработки и передачи информации.

В работе рассматривается преобразование поля, представимого в виде суперпозиции эрмитовых пучков, растровой оптической системой, которая состоит из промежутков оптического пространства длиной a , b и фазово-амплитудного транспаранта, расположенного между ними в плоскости, ортогональной оси системы, и состоящего из набора пространственно разделенных тонких линз, совмещенных с гауссовыми амплитудными фильтрами.

Рассмотрим комплексную амплитуду когерентного поля на входной опорной плоскости

$$U^{(1)}(y^{(1)}) = \sum_i u_i^{(1)}(y^{(1)}), \quad (1)$$

$$u_i^{(1)}(y^{(1)}) = H_{n(i)} \left(\frac{2(y^{(1)} - y_{0i}^{(1)})}{w_i^{(1)}} \right) \exp(i\mathbf{k} \frac{(y^{(1)} - y_{0i}^{(1)})^2}{2\rho_i^{(1)}} + y^{(1)} \alpha_i^{(1)}), \quad (2)$$

где H_n - полином Эрмита порядка n , k - волновое число, $y_{0i}^{(1)}$, $\alpha_i^{(1)}$, $1/\rho_i^{(1)} = 1/r_i^{(1)} + i\lambda/\pi w_i^{(1)2}$, $w_i^{(1)}$ — соответственно сдвиг, угол наклона оси, комплексный параметр кривизны и полуширина пучка, $r(1)_i$ — радиус фронта.

Амплитудная функция пропускания элемента раstra с номером j дается выражением:

$$\exp(i\mathbf{k} \frac{(\eta - \eta_{0j})^2}{2f_j}) \exp(-\frac{(\eta - \eta_{0j})^2}{h_j^2}), \quad (3)$$

здесь η_{0j}, f_j, h_j — соответственно сдвиг относительно начала координат в плоскости транспаранта, фокусное расстояние линзы и полуширина диафрагмы j -го элемента.

Будем считать, что расстояние между диафрагмами для любого элемента велико по сравнению с размерами диафрагм. Тогда вклад i -го пучка в поле на выходе при учете только одного элемента можно записать

$$u_{ij}^{(2)}(y^{(2)}) = P_j u_i^{(1)}(y^{(1)}) \quad (4)$$

Оператор P_j включает в себя умножение на функцию отклика, соответствующую преобразованию поля системой с j -м элементом, и интегрирование по входной плоскости. Ему соответствует волновая матрица

$$\begin{pmatrix} A_j & B_j & E_j \\ C_j & D_j & G_j \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5)$$

где $A_j = 1 - \frac{b}{F_j}$, $B_j = a + b - \frac{ab}{F_j}$, $C_j = -\frac{1}{F_j}$, $D_j = 1 - \frac{a}{F_j}$, $E_j = \frac{b\eta_{0j}}{F_j}$, $G_j = \frac{\eta_{0j}}{F_j}$, $1/F_j = 1/f_j - i\lambda/\pi h_j^2$ — комплексный параметр j -го элемента.

Полное поле на выходе дается суммированием по всем элементам ратра.

$$U^{(2)}(y^{(2)}) = \Sigma_{ij} u_{ij}^{(2)}(y^{(2)}) \quad (6)$$

$$u_{ij}^{(2)}(y^{(2)}) = \Phi_{ij} H_{n(i)} \left(\frac{2(y^{(2)} - y_{0ij}^{(2)})}{w_{ij}^{(2)}} \right) \exp\left(ik \frac{(y^{(2)} - y_{0ij}^{(2)})^2}{2\rho_{ij}^{(2)}} + y^{(2)} \alpha_{ij}^{(2)} \right) \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{ij} = & \left(A + \frac{B_j}{\rho_i^{(1)}} \right)^{-n(i) - \frac{1}{2}} \exp\left(ik \left(\frac{y_{0i}^{(1)2}}{2\rho_i^{(1)}} + \frac{(\alpha_i^{(1)} \rho_i^{(1)} - y_{0i}^{(1)})^2 B_j}{2\rho_i^{(1)} (A_j \rho_i^{(1)} + B_j)} - E_j \left(\frac{G_j}{2} + \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. + \frac{\alpha_i^{(1)} \rho_i^{(1)} - y_{0i}^{(1)}}{A_j \rho_i^{(1)} + B_j} \right) - \frac{y_{0ij}^{(2)2}}{2\rho_{ij}^{(2)}} + \frac{E_j^2}{2\rho_{ij}^{(2)}} + \frac{\eta_{0j}^2}{2F_j} + a + b \right) \right) \quad (8) \end{aligned}$$

$$y_{0ij}^{(2)} = A_j y_{0i}^{(1)} + B_j \alpha_i^{(1)} + E_j, \quad \alpha_{ij}^{(2)} = C_j y_{0i}^{(1)} + D_j \alpha_i^{(1)} + G_j \quad (9)$$

$$\rho_{ij}^{(2)} = \frac{A_j \rho_i^{(1)} + B_j}{C_j \rho_i^{(1)} + D_j}, \quad w_{ij}^{(2)} = w_i^{(1)} \left(\left(A_j + \frac{B_j}{\rho_i^{(1)}} \right)^2 + \left(\frac{\lambda B_j}{w_i^{(1)2} \pi} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (10)$$

Случай взаимно некогерентных пучков рассматривается аналогично.

Таким образом, в работе в терминах матриц (3×3) получены выражения преобразования поля, представимого в виде суперпозиции эрмитовых пучков, растровой оптической системой, содержащей совмещенные линзовый растр и растр гауссовых фильтров.

Работа поддержана грантом Правительства Санкт-Петербурга М97-2.2Д-769.

Литература

- [1] Ю.А. Ананьев. *Оптические резонаторы и лазерные пучки*. М.: Наука, 1990.
- [2] А. Джеррард, Дж.М. Берч. *Введение в матричную оптику*. М.: Мир, 1978.
- [3] A.A. Tovar, L.W. Casperson. *J. Opt. Soc. Am. A*, **11**, 2633–2642, (1994).

Расчет параметров тонкой структуры ряда конфигураций p^2 и p^4

Е. Л. Капелькина

НИИ физики, Санкт-Петербургский государственный университет

Использование интервалов между уровнями тонкой структуры атома, измеренных с высокой точностью, позволяет путем полуэмпирического расчета составить точную картину атомной структуры. Основными результатами такого расчета являются параметры тонкой структуры и коэффициенты связи, т.е. коэффициенты разложения волновых функций в схеме промежуточной связи по базису волновых функций модели, положенной в основу расчета.

В матричных элементах двухэлектронного оператора конфигурации np^2 , имеющей 5 уровней тонкой структуры были учтены, наряду с традиционно включаемыми в расчет электростатическим и «спин-своя орбита» взаимодействиями, также взаимодействия «спин-чужая орбита», «спин-спин» и «орбита-орбита». Учет последних позволил уменьшить разницу между расчетными и экспериментальными значениями практически до нуля. У других авторов эта разница составляет десятки и даже сотни обратных сантиметров.

Для численного расчета параметров тонкой структуры использовалась система уравнений на правило корней векового уравнения. Поскольку параметры, как неизвестные величины, вошли в систему нелинейно, при вычислениях был применен итерационный метод Ньютона.

Проведены аналогичные численные расчеты для ряда элементов с «дырочной» конфигурацией p^4 , т.к. в этом случае энергетическая матрица имеет тот же вид, что и для конфигурации p^2 .

Таким образом, для 18 элементов (ионов и атомов) конфигурации np^2 ($n = 2-6$) и для 21 элемента конфигурации p^4 были получены параметры тонкой структуры, коэффициенты связи и гиромагнитные отношения.

Также для пяти элементов (ArV, SeIII, BrIV, TeIII и BrII) определены приблизительные значения энергий уровня 1S_0 , экспериментальные значения которых для этих элементов пока отсутствуют в литературе.

Параметры тонкой структуры, дающие высокую точность расчетных энергий дают возможность провести расчет поведения атомной системы при наложении внешнего поля (например, зеемановское расщепление уровней тонкой структуры в магнитном поле). А исходя из вычисленных коэффициентов связи можно получить данные о ряде важных спектроско-

пических характеристик атома, таких как g -факторы, относительные силы линий электрических и магнитных дипольных переходов, времена жизни уровней и т.д. с точностью, сравнимой с точностью определения энергетических интервалов между уровнями тонкой структуры.

Исследование колебательного характера релаксации рекомбинирующей плазмы

Ф. Е. Латышев, Н. А. Горбунов

НИИ физики, Санкт-Петербургский государственный университет

Известно, что в плотной плазме распределение свободных электронов довольно хорошо описывается двумя параметрами — их температурой T_e и концентрацией n_e . Как расчет, так и экспериментальное определение электронной температуры в релаксирующей плазме проводилось неоднократно. Результатом большинства работ являлось монотонное уменьшение T_e с течением времени.

Однако, в работе [1] при изучении послесвечения плазмы аргона наблюдались осцилляции электронной температуры. В нашей работе [2] исследовалась релаксация фотоплазмы после окончания лазерного импульса. Эксперимент был выполнен в ячейке со смесью паров рубидия с гелием. Пары рубидия возбуждались излучением перестраиваемого лазера, настроенного на переход $5S \rightarrow 6P$. Электронная температура измерялась зондовым методом. В итоге был получен временной ход релаксации электронной температуры, при некоторых условиях сопровождающийся колебаниями с амплитудой, явно превышающей погрешность измерений.

Для объяснения возникновения таких колебаний исследовалась следующая модель атома. Учитывались основное N_0 и первое резонансное N_1 состояния, а также один из вышележащих возбужденных уровней N_2 , положение которого разделяет высоковозбужденные состояния на две группы с радиационной и столкновительной кинетикой. Была рассмотрена самосогласованная система дифференциальных уравнений для T_e и заселенностей состояний N_1 и N_2 . Учитывались упругие электрон-атомные столкновения, удары первого и второго рода между основным и резонансным состояниями, расселение уровня N_2 радиационными распадами через промежуточные состояния в нижележащий уровень N_1 с учетом пленения излучения и процесс электрон-ионной рекомбинации.

Качественное объяснение возникновения колебаний следующее. Пусть в начальный момент T_e достаточно высока. Поскольку константа электрон-ионной рекомбинации имеет обратную зависимость от T_e ($k_{\text{рекомб}} \sim T_e^{-\beta}$), то рекомбинационный процесс идет неэффективно. В это время происходит отдача энергии электронами атомам за счет ударов первого рода и упругих столкновений. Происходит падение T_e , и начинает расти рекомбинация, заселяя возбужденные состояния. Эти состояния релаксируют

за счет ударов второго рода, что приводит к нагреву электронов и, как следствие, к ослаблению рекомбинационного потока. Далее последовательность процессов повторяется, что, в определенных условиях, и может обеспечить возникновение колебаний.

Характер развития системы может определяться как начальными условиями, так и внутренними параметрами системы. Численный расчет позволяет получить процесс развития системы лишь для конкретного набора параметров, но не дает возможности исследовать влияние структуры уравнений и их коэффициентов на решение. Поэтому более детальный анализ системы был выполнен с применением аппарата нелинейной динамики.

В результате показано, что существуют такие области параметров плазменной системы (например, концентрации электронов и давления), где предложенный механизм может обеспечить колебательный спад электронной температуры. Вне этих областей система будет релаксировать без осцилляций.

Выявлены соотношения между скоростями релаксации, влияющие на декремент возникающих колебаний. Оказывается, что затухание колебаний является наименьшим в случае совпадения частот релаксации переменных системы. Также затухание невелико в ситуации, когда две из частот релаксации совпадают и больше третьей.

Как и следовало ожидать, частота возникающих в системе колебаний оказывается всегда меньше, чем наименьшая скорость релаксации. Приблизительное равенство частот достигается при затухании, близком к критическому.

Для колебаний, обладающих минимальным затуханием, была получена аналитическая зависимость декремента затухания от модуля показателя степени β температурной зависимости константы скорости рекомбинации. Оказалось, что большим значениям модуля показателя степени отвечает меньшее значение декремента затухания:

$$\xi_{\min}(\beta) = \frac{\sqrt{3}}{3} \left(2\beta^{-1/3} - 1 \right).$$

Поэтому определяющий вклад именно процесса ион-электронной рекомбинации (имеющего наиболее сильную температурную зависимость в случае, когда третьим телом является электрон — $\beta = 9/2$), может обеспечить наиболее яркий колебательный характер релаксации плазменной системы. По проведенным нами оценкам, наиболее благоприятным условиям для возникновения колебаний электронной температуры в процессе

релаксации соответствуют инертные газы и щелочные металлы с большими атомными массами в условиях послесвечения контрагированных рядов или фотоплазмы.

Работа поддержана грантом № М97-2.2Д-557 «Конкурса персональных грантов 1997 года для студентов, аспирантов и молодых ученых Санкт-Петербурга в категории «Дипломный проект» по направлению «Физика и астрономия» Администрации Санкт-Петербурга и Министерства общего и профессионального образования Российской Федерации».

Литература

- [1] М.Н. Полянский, В.Н. Скребов, А.М. Шухтин. Исследование ранней стадии распада аргоновой плазмы, *Опт. и Спектр.*, **34**, 28–32, (1973).
- [2] N. Gorbunov, Ph. Latyshev, T. Stacewicz, J. Chorazy. Oscillation character of electron temperature relaxation in a recombining plasma, *Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases-XXIII*, Toulouse, v. 1, p. 82–83, 1997.

Восстановление скорости образования космогенных изотопов

В. Е. Лазарев

Санкт-Петербургский государственный технический университет

Для изучения космических лучей (КЛ) необходимо знать их долговременные вариации. К сожалению, период прямых наблюдений составляет всего несколько десятков лет, что является ничтожно малым сроком по сравнению с характерными временами изменения КЛ, поэтому необходимо привлекать дополнительные данные. Информацию об интенсивности КЛ в прошлом можно получить с помощью космогенных изотопов, т.е. долгоживущих радионуклидов, образующихся под действием КЛ в атмосфере Земли. В результате относительно быстрого осаждения (^{10}Be , ^{36}Cl) или перераспределения в углеродообменной системе (^{14}C) космогенные изотопы могут попасть в природные архивы (кольца деревьев, полярные льды, донные отложения и др.). Последние представляют собой объекты, в которых, начиная с некоторого момента, прекращается обмен с окружающей средой, так что концентрация радионуклида в них определяется концентрацией в момент «фиксации» и временем, прошедшим с тех пор. Датируя образцы и пользуясь законом радиоактивного распада, можно получить ряд содержания изотопа в прошлом, вариации которого отражают изменения интенсивности КЛ [1], а тем самым и факторов, их определяющих. Рассмотрим, к изучению каких процессов может быть применен метод космогенных изотопов.

Основным источником вариации галактических КЛ (ГКЛ) считается солнечная модуляция, возникающая из-за взаимодействия частиц ГКЛ с магнитным полем, выносимым вместе с плазмой солнечного ветра. 11-летний цикл солнечной активности, изначально обнаруженный при анализе чисел Вольфа, хорошо заметен в радиоуглеродных данных [2,3].

Геомагнитное поле, в котором преобладает дипольная компонента, также ослабляет поток частиц. При выбранных значениях широты, угла падения и заряда существует критическая энергия, такая, что частицы с меньшей энергией не могут проникнуть в атмосферу Земли. Это ведет к широтной зависимости скорости образования изотопов с максимумами вблизи полюсов, где воздействие магнитного поля практически не ощущается.

Таким образом, метод космогенных изотопов является ключом к изучению КЛ, солнечной активности и геомагнитного поля (по палеомагнитным данным известно, что оно менялось по величине и по направлению [4]). Развитие ускорительной масс-спектрометрии позволяет с высокой точно-

стью проводить измерение содержания долгоживущих радионуклидов в образцах. Для того, чтобы извлечь максимальную информацию из полученных данных, необходимо развивать модели, описывающие скорость образования изотопов (а в дальнейшем и их транспорт). В настоящее время отсутствуют экспериментальные данные, которые можно было бы непосредственно сравнить с результатами расчетов. Кроме того, дифференциальные сечения и множественность определены с недостаточной точностью, поэтому, хотя работы по созданию моделей и ведутся [5], их результаты остаются неоднозначными.

В данной работе развивается метод, предназначенный для определения скорости образования изотопов в атмосфере Земли и в малых шарообразных объектах (это может быть интересно для изучения привноса вещества метеоритами и кометами). Полный поток частиц в каждой точке получается как результат интегрирования по всем направлениям исходного спектра, умноженного на функцию ослабления. Известно, что основная энергия адронного каскада находится в узком конусе относительно направления прихода первичной частицы, поэтому функция ослабления считается одномерной. В то же время, для ее расчета необходимо учитывать угловые распределения, приводящие, в частности, к эффекту альбеда. Интегрируя поток, умноженный на сечение образования и концентрацию ядер мишени по энергии, мы получаем скорость образования. Спектр КЛ задается с учетом параметра солнечной модуляции. Учет магнитного поля производится согласно теории Штермера, где предполагается, что частица попадает в атмосферу и рождает адронный каскад, если ее энергия больше некоторой критической, вычисляемой в зависимости от широты и направления прихода.

Результатом расчета является широтно-высотное распределение скорости образования. Меняя параметр солнечной модуляции и величину магнитного дипольного момента, можно проследить, как сказываются изменения солнечной активности и геомагнитного поля на содержании космогенных изотопов и какие вариации они могут объяснить. Для объяснения других вариаций надо требовать изменения интенсивности ГКЛ, что свидетельствовало бы о наличии локального источника, а тем самым способствовало бы решению вопроса о происхождении ГКЛ.

Литература

- [1] D. Lal, B. Peters. *Handbuch der Physik*, v. 46/2, p. 551, 1967.
- [2] M. Galli, G. Cini Castagnoli, G. E. Kocharov et al. *Proc. XX ICRC*, Moscow, v. 4, p. 280, 1987.

- [3] M. Stuiver, T. F. Braziunas. *The Holocene*, v. 3, p. 289, 1993.
- [4] L. Tauxe. Sedimentary records of relative paleointensity of the geomagnetic field: theory and practice, *Rev. Geophys.*, **31**, 319–354, (1985).
- [5] J. Masarik, R. C. Reedy. Terrestrial cosmogenic-nuclide production systematic calculated from numerical simulations, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **136**, 381–395, (1995).

Исследование параметрического возбуждения спиновых волн в одноосных ферритах

А. В. Назаров

Санкт-Петербургский государственный технический университет,

Санкт-Петербург, 195251, Россия

ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Параметрическое возбуждение спиновых волн — это процесс передачи энергии от однородной прецессии намагниченности (поперечная накачка) или переменного магнитного поля (продольная накачка) парам спиновых волн. Измерение пороговых полей параметрического возбуждения используется для изучения процессов релаксации.

В литературе рассматривались случаи продольной и поперечной накачки в изотропных и анизотропных ферритах. Рассматривалась и наклонная накачка, но только в слабоанизотропных веществах. В данной работе был проведен расчет пороговых полей параметрического возбуждения спиновых волн в монокристаллах ферритов с большой одноосной анизотропией при произвольной ориентации внешнего постоянного магнитного поля, когда накачка является наклонной. При этом мы ограничились исследованием процессов 1-го порядка (частота спиновых волн $\omega_k = \omega/2$, где ω — частота накачки) в сферическом образце, а феррит рассматривался как непроводящий ферромагнетик, намагниченный до насыщения. Было получено отношение порогового поля к параметру релаксации спиновых волн ($h_{\text{thr}}/\Delta H_k$), которое в общем случае необходимо минимизировать по k , θ_k и φ_k (волновой вектор, полярный и азимутальный углы спиновой волны). С помощью численной минимизации были найдены значения порогового поля и характеристики возбуждаемых спиновых волн для ферритов $\text{BaFe}_{11.4}\text{Sc}_{0.6}\text{O}_{19}$ и $\text{Ba}_2\text{Zn}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$ (Zn_2Y) при частоте накачки 36 ГГц. Оказалось, что в $\text{BaFe}_{11.4}\text{Sc}_{0.6}\text{O}_{19}$ параметрическое возбуждение спиновых волн возможно только в узком интервале углов θ_H между постоянным магнитным полем и осью анизотропии, а в Zn_2Y накачка возможна в широком диапазоне углов θ_H , и значение $h_{\text{thr}}/\Delta H_k$ сильно зависит от θ_H . Для одноосных ферритов с большой анизотропией пороговое поле на таких частотах меньше, чем для изотропных ферритов. Полученные результаты будут использованы при нахождении параметра затухания спиновых волн для различных k , θ_k и φ_k из экспериментов по параметрическому возбуждению спиновых волн в сильноанизотропных веществах.

Для экспериментального исследования параметрического возбуждения

спиновых волн в ферритах создана установка, работающая в импульсном режиме на частоте накачки 36 ГГц и позволяющая проводить измерения в широком диапазоне постоянных магнитных полей при температурах от комнатной до гелиевой. Разработана оригинальная методика измерения добротности резонатора, значение которой необходимо для вычисления порогового поля в резонаторе. С целью проверки установки были измерены пороги параметрического возбуждения в сферах железо-иттриевого граната. Полученные зависимости совпали с известными. Исследование одноосных ферритов проводится в настоящее время. Для сферы Zn_2Y при продольной накачке и постоянном магнитном поле H , лежащим в легкой плоскости анизотропии, минимум порогового поля достигается при $H = 3.8$ кЭ. Соответствующие значения: импульсной мощности, падающей на резонатор, $P = 78$ Вт, порогового поля $h_{thr} = 17$ Э, параметра релаксации $\Delta H_k = 8$ Э. В дальнейшем предполагается снять угловые, полевые и температурные зависимости этих величин для одноосных ферритов, которые будут использованы для исследования процессов релаксации в этих материалах.

Модельное исследование гипохромного эффекта в ВУФ-области спектра для молекул, содержащих ароматические кольца

Н. Е. Овчинникова

*Санкт-Петербургский государственный университет,
198904, Санкт-Петербург, Россия*

Ранее экспериментально полученные ВУФ-спектры поглощения аминокислот и пептидов в тонких пленках показали, что в ряду аминокислота — дипептид — трипептид положения максимумов полос поглощения сохраняются, но линейные коэффициенты поглощения уменьшаются. Было сделано предположение, что наблюдаемый эффект объясняется взаимным влиянием хромофорных групп аминокислот — гетероциклических систем ароматических аминокислот (в нашем случае — индольных колец триптофана).

В работе изучались проявления изменений конфигурации молекул (при их последовательном усложнении: аминокислота — дипептид — трипептид) в спектрах поглощения в области длин волн меньше 200 нм. Произведен расчет внутренних параметров молекул аминокислот и пептидов, их электронной конфигурации в различных состояниях, а также изменения этих величин при введении заместителей в ароматическое кольцо аминокислоты.

В части, касающейся спектральных проявлений изменений конфигурации системы, на модельной системе опробована методика расчета электронных спектров в применении к молекулам с π -электронной системой. Расчеты, проведенные для системы из двух бензольных колец, продемонстрировали уменьшение интенсивности полосы поглощения при изменении угла между плоскостями колец в зависимости от расстояния между ними. Наибольший эффект наблюдался на расстояниях, примерно соответствующих межмолекулярным расстояниям в органических кристаллах, что объясняет отсутствие гипохромизма в расчетных спектрах изолированных молекул. Из этого также следует, что в рассматриваемой системе не должно наблюдаться смещения максимума полосы поглощения, что согласуется с экспериментальными данными. В последующих расчетах предполагается учесть влияние заместителей и аминокислотных остатков на обнаруженный эффект, что даст возможность перейти к непосредственному расчету ВУФ-спектров ароматических аминокислот и пептидов.

Исследование устойчивости спектра двумерной турбулентности относительно влияния слабой анизотропии

А. В. Рунов

Санкт-Петербургский государственный университет

Основой современного описания турбулентности является теория Колмогорова, основанная на представлении о спектральном переносе энергии по инерционному интервалу. Согласно этому представлению, в течениях с большим числом Рейнольдса (Re) существует два характерных масштаба длины: масштаб внешней неоднородности L и диссипативная длина $l_d = (\nu^3/\epsilon)$, где ν — кинематический коэффициент вязкости, ϵ — средняя скорость диссипации энергии в системе, причем $L/l_d \sim Re^{3/4}$. На масштабах порядка L происходит зарождение турбулентности, тогда как основная диссипация энергии происходит на масштабах порядка l_d . Главным предположением теории Колмогорова является независимость статистических характеристик пульсаций скорости в инерционном интервале $L \ll l \ll l_d$ от L и ν . Это приводит к предсказанию спектра пульсационной энергии $E(k) \sim k^{-5/3}$, хорошо согласующемуся с экспериментом.

Вопрос описания двумерной турбулентности занимает особое место в общей теории гидродинамической турбулентности. С одной стороны, благодаря меньшему числу степеней свободы, двумерная гидродинамика значительно лучше поддается численному моделированию, чем трехмерная, и соответственно представляет интерес для теории как модель. С другой стороны, она обладает рядом существенных особенностей, приводящих к качественному отличию двумерной турбулентности от трехмерной, проявляющемуся, например, в крупномасштабных атмосферных и океанических течениях. Эти особенности, как было показано Крейчнаном, связаны с существованием дополнительных локальных интегралов движения в двумерной гидродинамике, в частности, энстрофии $\Omega = (\text{rot } v)^2$, что приводит к возможности существования двух инерционных интервалов — в одном осуществляется перенос энергии, в другом — энстрофии.

Одной из основных задач статистической теории турбулентности является обоснование предположений теории Колмогорова непосредственно из уравнений гидродинамики. Таким предположением, в частности, является гипотеза о локально-изотропной турбулентности, согласно которой пульсации скорости в инерционном интервале «забывают» об устройстве внешних неоднородностей и являются изотропными. В трехмерной турбулентности это предположение оправдывается, но это не общее правило:

например в МГД-турбулентности оно не справедливо, что приводит к эффекту турбулентного динамо.

Для анализа устойчивости спектра двумерной турбулентности относительно слабой анизотропии рассматривается двумерное уравнение Навье-Стокса с внешней случайной силой f_i , моделирующей взаимодействие поля пульсаций скорости φ_i с крупномасштабными вихрями и обеспечивающей накачку энергии в систему:

$$\partial_t \varphi_i + (\varphi \partial) \varphi_i = \nu \partial^2 \varphi_i - \partial_i p + f_i.$$

Анизотропия вводится в функцию распределения случайной силы. Расчет, основанный на методе ренормгруппы показал [1, 2], что в двумерной турбулентности такой устойчивости нет. Это означает, что колмогоровский скейлинг может существовать только в ограниченном диапазоне чисел Рейнольдса $Re_{cr} < Re < Re_{anis}$. При больших значениях числа Рейнольдса влияние анизотропии оказывается сильным и скейлинговый режим нарушается.

Литература

- [1] Н.В. Антонов, А.В. Рунов. *Теор. Мат. Физ.*, **112**, № 3, 417–427, (1997).
- [2] М.Б. Орлов, А.В. Рунов. *Вестник СПбГУ Сер. 4, Вып. 4 (N25)*, С. 120–125, 1997.

Аналитические модели регулярного и стохастического ускорения тяжелых ионов с учетом изменения их зарядов

М. Ф. Стовпюк

*Санкт-Петербургский государственный университет,
198904, Санкт-Петербург, Россия*

Механизмы ускорения частиц в астрофизической плазме можно подразделить на регулярные и стохастические типы в их широком толковании. Как правило, их рассмотрение проводят в приближении пробных частиц заданного сорта (с зарядом q , атомным номером A). В то же время, если плотность плазмы достаточно велика, то при своем движении ион способен изменять свое зарядовое состояние, теряя и захватывая электрон различными способами. Механизм ускорения, в свою очередь, тоже зависит от заряда иона. Это означает, что оба процесса (ускорение и изменение заряда) необходимо рассматривать совместно, если их характерные времена одного порядка.

Существует множество астрофизических объектов, для которых постановка задачи об ускорении космических лучей в такой форме имеет смысл. Например, ускорение ионов He^+ и He^{2+} на фронте ударной волны в области солнечной вспышки.

Настоящая работа посвящена аналогичным проблемам. По типам механизмов ускорения она может быть разделена на две части. Первая продолжает исследования в рамках регулярного механизма ускорения, а ее результаты, по-видимому, имеют приложение к ускорению ионов гелия в коротящихся областях взаимодействия высокоскоростных потоков солнечного ветра (~ 4.5 а.е.) и к генерации аномальной компоненты космических лучей на границе гелиосферы, поскольку характерные времена ускорения и изменения зарядов ионов в этих областях сравнимы между собой и составляют по величине ~ 1 года.

Во второй части обсуждаемая проблема рассматривается в рамках стохастического механизма ускорения. Само описание можно представить с помощью двухуровневой (ионы He^+ и He^{2+}) и многоуровневой (тяжелые многозарядные ионы типа ионов Fe) моделей. Вероятные области приложения результатов: солнечные вспышки, а также протяженные оболочки сверхновых.

Литература

[1] Курганов, Остряков. *Письма в Астрон. Журн.*, **17**, 177, (1991).

Исследование спектров энергии электронов, бомбардирующих электрод в ВЧЕ разряде низкого давления

Т. В. Черноизюмская

Санкт-Петербургский государственный университет

Работа посвящена исследованию с временным разрешением спектров энергий быстрых электронов, бомбардирующих электрод в несимметричном ВЧЕ разряде низкого давления. Исследуется разряд в аргоне на частоте 13.56 МГц в диапазоне давлений от 3 до 60 мТорр и вкладываемой мощности от 15 до 105 Вт.

Получение спектров энергий быстрых электронов с временным разрешением представляет большой интерес, поскольку энергия этих электронов в каждый момент времени определяется мгновенным распределением электрических полей в разрядном промежутке, а значит, исследование модуляции потоков электронов во времени предоставляет ценную информацию о структуре и динамике разряда.

Результаты работы

1. Форма и положение спектров существенно зависят от фазы ВЧ напряжения, в которой они регистрируются. Наибольшая энергия регистрируемых частиц в каждой фазе определяется падением напряжения в слое пространственного заряда $U(\varphi)$.

2. Частицы с максимальными энергиями ϵ_{\max} регистрируются в фазе $\varphi = 0$, когда длина слоя пространственного заряда у силового электрода и напряжение на этом слое максимальны. Величина ϵ_{\max} определяется значением прикладываемого к разряду напряжения U_{RF} :

$$\epsilon_{\max} \approx eU_{\text{RF}}$$

(U_{RF} — удвоенная амплитуда ВЧ напряжения).

3. Форма спектров и характер их изменения со временем различны для $\varphi > 0$ и $\varphi < 0$. Это объясняется наличием клистронного эффекта — фокусировкой во времени траекторий электронов при пролете разрядного промежутка.

4. Параметрами разряда, определяющими форму регистрируемых спектров, являются отношения $\omega/\omega_{\text{pe}}$ и L_{s0}/L_0 , где ω — частота прикладываемого к разряду ВЧ напряжения; ω_{pe} — электронная плазменная частота, определяемая концентрацией ионов в слое; L_{s0} — средняя толщина слоя

пространственного заряда у силового электрода; L_0 — длина разрядного промежутка.

5. Если величина падения напряжения в слое пространственного заряда $U(\varphi)$ оказывается модулированной высшими гармониками ($n > 2$), структура спектров усложняется. В этом случае наблюдаются дополнительные пики, положение и амплитуда которых определяются величиной $(dU/d\varphi)^{-1}$.

6. Форма $U(\varphi)$ может быть восстановлена по форме спектра, измеренного без временного разрешения. Прделанный анализ показал, что форма $U(\varphi)$ может быть аппроксимирована функцией $U(\varphi) = 1 + \cos \varphi$. Обнаружено, что $U(\varphi)$ содержит высшие гармоники до $n = 8$. Наличие высших гармоник в $U(\varphi)$ может быть обусловлено пространственной и временной модуляцией профиля ионной концентрации.

Новый подход к созданию «идеальных» гетерограниц квантовой ямы GaAs/AlAs

А. Ю. Чернышев

Санкт-Петербургский государственный университет

Одной из наиболее интересных проблем при выращивании полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами является создание качественных интерфейсов, т.е. границ раздела между слоями. Качество гетерограницы играет ключевую роль в эффективности приборов, содержащих квантовые ямы. В настоящее время наиболее совершенные (атомарно гладкие) гетерограницы получают методом молекулярно пучковой эпитаксии с прерыванием роста на интерфейсах. В общем случае интерфейсы незавершены, и на их поверхности остаются островки или ямки монослойной высоты. Известно, что продольный масштаб монослойных флуктуаций на атомарно гладкой поверхности AlAs на порядок меньше, чем на поверхности GaAs. Продольные размеры ее флуктуаций остаются сравнимыми с диаметром экситона даже при больших временах прерывания роста. Причиной этого является относительно малая скорость диффузии атомов Al. Поэтому основной вклад в неоднородное уширение экситонных уровней в квантовой яме с атомарно гладкими гетерограницами вносят флуктуации высоты ее нижней гетерограницы, т.е. поверхности AlAs. В данной работе показано, что именно малая длина диффузии атомов Al может быть использована для того, чтобы навязать AlAs поверхности тот же масштаб флуктуаций, что и у GaAs.

В исследованных структурах GaAs квантовая яма номинальной толщиной 16 монослоев размещается в середине короткопериодной сверхрешетки (номинально 8 монослоев GaAs на 6 монослоев AlAs) с атомарно гладкими GaAs интерфейсами. Образцы были выращены без вращения подложки и имели градиенты толщин слоев GaAs и AlAs. Обнаружено, что при постоянной толщине GaAs энергии и интенсивности экситонных линий сильно и периодически (с периодом 1 монослой) зависят от толщины слоя AlAs. В образце, где не только GaAs-, но и AlAs-интерфейсы атомарно гладкие, от толщины слоя AlAs сильно зависит и ширина линий. Обнаружено, что при целых (в монослоях) толщинах AlAs ширина экситонных линий уменьшается до рекордно низких значений.

Анализ полученных результатов доказывает существование эффекта корреляции интерфейсов. Эффект корреляции интерфейсов состоит в том, что рельеф тонкого слоя AlAs, выращенного на поверхности GaAs с боль-

шими атомарно гладкими участками, полностью или частично повторяет рельеф этой атомарно гладкой поверхности. Корреляция возникает, если длина диффузии атомов по поверхности слоя много меньше размеров атомарно гладких участков поверхности, на которой слой выращен. Наиболее простая картина наблюдается, когда верхний слой AlAs выращен без прерывания роста, и, следовательно, длина поверхностной диффузии атомов Al порядка постоянной решетки. В этом случае рельеф поверхности AlAs повторяет атомарно гладкую поверхность GaAs. Однако поверхность AlAs при этом остается микрорыхлой. Таким образом, в этом случае наблюдается только крупномасштабная корреляция интерфейсов. Существенно другая ситуация наблюдается, если сделать прерывание на поверхности AlAs. При этом длина диффузии Al возрастает, но остается много меньше размеров атомарно гладких участков поверхности GaAs. В результате на поверхности AlAs возникают флуктуации высоты с двумя существенно различными латеральными масштабами. Из-за малой скорости диффузии атомы Al не успевают покинуть большие GaAs острова, и поверхность AlAs грубо повторяет рельеф предыдущей поверхности GaAs. Если толщина AlAs слоя не целая, то поверхность этих больших плоских участков не завершена, и после прерывания роста на ней образуются ямки (или островки) с размерами порядка длины диффузии Al. *Мелкомасштабные флуктуации исчезают, если толщина AlAs целая. В этом случае атомарно гладкая поверхность AlAs точно повторяет предыдущую поверхность GaAs.* Таким образом, мы предлагаем использовать эффект корреляции интерфейсов для создания квантовой ямы, у которой как верхняя, так и нижняя атомарно гладкие гетерограницы имеют латеральный масштаб флуктуаций, задаваемый длиной диффузии Ga.

Кандидатские проекты

Электронный парамагнитный резонанс эрбия в кристаллах карбида кремния

П. Г. Баранов, *И. В. Ильин*, Е. Н. Мохов
ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Настоящая работа посвящена первым исследованиям редкоземельных примесей в кристаллах 6H-SiC, легированных эрбием. Образцы выращены сублимационным сэндвич-методом в вакууме при температурах 1700–1750°С. Исследовано несколько анизотропных групп линий, имеющих g -тензоры с аксиальной и орторомбической симметрией. Наблюдение сверхтонкой структуры от взаимодействия с ядром ^{167}Er позволило однозначно определить примесь эрбия.

Обнаружены три группы линий ЭПР, которые мы приписываем гексагональной и двум квазикубическим позициям ионов Er^{3+} в решетке 6H-SiC. Эти группы имеют близкие угловые зависимости, соответствующие орторомбической симметрии центров. Установлены параметры спинового гамильтониана для этих центров. Величины средних g -факторов $[\langle g \rangle = (g_x + g_y + g_z)/3]$ для всех трех линий оказались близкими (5.68, 6.0, 6.10). Как известно, для редкоземельных ионов величина среднего g -фактора может служить качественным показателем того, спектры от какого иона наблюдаются. Величины средних g -факторов, найденные нами для трех линий орторомбической симметрии отвечают основному состоянию Γ_7 иона Er^{3+} ($\langle g \rangle = 5.98$). Наблюдение сверхтонкой структуры спектров от взаимодействия с ядром ^{167}Er ($I = 7/2$, естественная распространенность 22.8%) позволило однозначно приписать наблюдаемые спектры орторомбической симметрии примеси эрбия. Величина сверхтонкого расщепления ≈ 80 Гс при магнитном поле параллельном гексагональной оси кристалла.

В спектрах ЭПР кристаллов 6H-SiC:Er наблюдались по крайней мере пять линий с аксиальной симметрией. Изучение ориентационных зависимостей этих линий позволило найти их g -факторы. Величины средних g -факторов двух линий оказались близкими и равными 5.88 и 5.77. Эти величины отвечают, как и в случае орторомбических центров, основному состоянию Γ_7 иона Er^{3+} , что позволило приписать эти линии примесям эрбия Er^{3+} в двух неэквивалентных положениях в решетке карбида кремния. Однозначная идентификация этих спектров стала возможной благода-

ря наблюдению сверхтонкой структуры от взаимодействия с ядром ^{167}Er . Величина сверхтонкого расщепления ≈ 100 Гс при угле 45° между магнитным полем и гексагональной осью кристалла. Интенсивности спектров ЭПР обоих типов сильно зависят от температуры.

Природа трех остальных линий с аксиальной симметрией в настоящее время неизвестна. Однако средний g -фактор одной из них, $\langle g \rangle = 7.29$, соответствует основному состоянию Γ_6 иона Dy^{3+} , ($\langle g \rangle = 7.56$).

Наши исследования позволили предложить модели центров эрбия в кристалле 6H-SiC . Наблюдаемые спектры приписаны ионам Er^{3+} , так как трудно ожидать другой валентности эрбия при нормальных условиях. Кроме того, валентность Er^{2+} должна быть исключена, так как это некрамеров ион, и для него должен использоваться другой вид спинового гамильтониана. Сравнение ионных радиусов эрбия, кремния и углерода приводит к выводу, что эрбий замещает кремний в решетке 6H-SiC . Предполагается, что в случае аксиальных центров эрбий замещает кремний в регулярной решетке 6H-SiC . Характер угловых зависимостей спектров говорит о том, что орторомбический Er^{3+} занимает позицию кремния в комплексе с другим дефектом в соседней углеродной позиции. Таким дефектом может быть углеродная вакансия или атом кислорода. При этом направление связи Er -дефект совпадает с одним из направлений Si-C в решетке карбида кремния и не совпадает с гексагональной осью c кристалла.

Исследования поддержаны грантом для молодых ученых (грант М97-2.2К-204), Фондом Фольксвагена (проект № I/70958) и Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 96-02-16927).

Литература

- [1] P.G. Baranov, I.V. Ilyin, E.N. Mokhov. *Solid. State Commun.*, **103**, 5, 291, (1997).

Сравнительное теоретическое исследование пороговых токов в лазерных структурах на основе нитридов металлов III группы

В. Е. Бугров

*Санкт-Петербургский государственный технический университет,
Санкт-Петербург, 195251, Россия*

За последние несколько лет был достигнут большой прогресс в развитии технологии излучательных приборов синего и ультрафиолетового диапазонов спектра. Интерес к ним вызван прежде всего перспективностью их использования при создании полноцветных экранов и в технологии оптических накопителей данных, где плотность записи обратно пропорциональна квадрату длины волны лазерного излучения. Наиболее многообещающими материалами для производства подобных устройств являются нитриды металлов III группы. В январе 1996 года был создан первый инжекционный лазер на основе этих материалов [1].

В настоящее время сроки работы подобных лазеров в непрерывном режиме генерации при комнатной температуре составляют уже более 100 часов. Активная область реально существующих в настоящее время лазеров представляет собой несколько InGaN квантовых ям толщиной 30–50 Å, заключенных между барьерными слоями InGaN с меньшим содержанием InN и толщиной 60–100 Å. Недавние детальные исследования этих структур [2,3] показали, однако, что в слоях, образующих квантовые ямы, твердые растворы InGaN распадаются на практически равные области, обогащенные индием, и области с содержанием InN, близким к его содержанию в барьерных слоях. Таким образом активную область структуры можно рассматривать как массив квантовых точек кубической формы.

Теория лазеров с активной областью в виде массива квантовых точек рассматривалась ранее [4] на примере системы GaInAsP. Было установлено, что основным параметром при рассмотрении подобных лазеров является величина среднего отклонения размеров точки от основного размера. С увеличением отклонений пороговые токи лазеров заметно растут. В связи со спонтанностью образования квантовых точек в структурах на основе III-нитридов отклонения размеров квантовых точек от средних значений могут оказаться значительными.

Основной целью данной работы было проведение сравнительного рассмотрения лазерных структур на основе квантовых ям и на основе массива квантовых точек с целью оценки величин ожидаемых пороговых токов. При этом в рассмотрении было учтено, что лазерные структуры на основе

III-нитридов обладают рядом весьма важных особенностей.

Первая из них состоит в необходимости учета кулоновского взаимодействия между электронами и дырками в квантовых точках. Дело в том, что в квантовых точках существует критический размер, при котором электрон еще остается локализованным. Последние исследования [5] показали, что в системе твердых растворов InGaN соотношение энергетических разрывов зон проводимости и валентной зоны $\Delta E_c:\Delta E_v = 30:70$. Содержание InN в активной области и в барьерных слоях обычно составляет порядка 20% и 5%, соответственно. Поэтому без учета кулоновского взаимодействия локализованные состояния могут существовать лишь при размерах не менее 35–40 Å. При размерах около 50 Å локализованное состояние существует, но энергия ионизации оказывается порядка kT . В этом случае большая часть носителей может оказаться «выброшенной» в прилегающие слои, и пороговый ток заметно возрастет. Кулоновское взаимодействие приводит к увеличению энергии связи электрона в несколько раз и, как следствие, к снижению величины порогового тока.

Вторая особенность связана с возможностью заметного поглощения света в пассивных слоях структуры. Большинство прямозонных материалов характеризуется резким краем поглощения. В частности, в лазере с активной областью из арсенида галлия коэффициент поглощения используемых в качестве материалов для широкозонных слоев твердых растворов арсенидов галлия и алюминия составляет лишь несколько см^{-1} . В III-нитридных лазерах это поглощение может оказаться сильнее. С одной стороны, измерения внешней квантовой эффективности [6] существующих лазеров показали, что суммарные внутренние потери в некоторых из них могут составлять лишь 50 см^{-1} . С другой стороны, имеющиеся в настоящее время данные непосредственного измерения коэффициентов поглощения III-нитридов показывают, что их спектры поглощения имеют низкоэнергетические «хвосты» порядка нескольких сотен см^{-1} . Столь сильное поглощение способно резко увеличить величину порогового тока. Даже в лазерах с одиночными квантовыми ямами ожидаемые значения порогового тока оказываются слишком высокими. Выходом в подобной ситуации может являться использование активной области, состоящей из нескольких квантовых ям. В этих лазерах значение требуемого в активной области усиления будет заметно ниже. Расчеты показывают, что наиболее оптимальны структуры с 5–10 квантовыми ямами. Все сказанное выше оказывается верным и для лазеров на основе массива квантовых точек. При этом в последнем случае эффект сильно зависит от величины разброса квантовых точек по размерам.

В работе показано, что при учете кулоновского взаимодействия носителей в квантовой точке ожидаемые плотности пороговых токов лазеров как на основе массива квантовых точек, так и на основе квантовых ям составляют несколько кА/см². В предположении нормального распределения квантовых точек по размерам и при среднеквадратических отклонениях размеров точек от их средних значений не более 10% лазеры на основе массива квантовых точек оказываются даже эффективнее. Для них ожидаются не только меньшие пороговые токи, но и более слабая зависимость этих токов от величины поглощения в пассивных слоях структуры.

Литература

- [1] S. Nakamura, M. Senoh, S. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita, H. Kiyoku, and Y. Sugimoto. *Jpn. J. Appl. Phys.* **35**, L74, (1996).
- [2] S. Chichibu, T. Azuhata, T. Sota, and S. Nakamura. *Appl. Phys. Lett.* **69**, 4188, (1996).
- [3] Y. Narukawa, Y. Kawakami, M. Funato, S. Fujita, S. Nakamura. *Appl. Phys. Lett.* **70**, 981, (1997).
- [4] L.V. Asryan and R.A. Suris. *Semicond. Sci. Technol.* **11**, 554, (1996).
- [5] G. Martin, A. Botchkarev, A. Rockett, and H. Morkoc. *Appl. Phys. Lett.* **68**, 2541, (1996).
- [6] S. Nakamura. MIJ-NSR 2, Article 5 (1997).

Исследование темновых и фотоиндуцированных процессов в гетерогенных системах с участием адсорбированного озона

К. М. Буланин

*Санкт-Петербургский государственный университет,
198904, Санкт-Петербург, Россия*

Проблема сохранения озонового слоя требует знания эффективности стока озона не только за счет газофазных реакций, но и в гетерогенных процессах на поверхности частиц атмосферного аэрозоля [1] почвенного, морского, вулканического и метеоритного происхождения.

Токсичность самого озона обуславливает интерес к развитию методов очистки газов от его примесей, а также к выяснению механизма его взаимодействия с биомолекулами [2]. Существуют сведения об участии озона в формировании фотохимического смога [3].

Спектральные методы, в первую очередь ИК-спектроскопия, оказываются очень информативными при исследовании взаимодействия озона с поверхностью дисперсных твердых тел для выяснения механизма и условий его адсорбции и разложения.

Методом ИК-спектроскопии изучена адсорбция озона на ряде твердых тел. При этом установлено, что с поверхностными кислотными гидроксильными группами (присутствующими на SiO_2 , TiO_2 , ZrO_2 , BeO , цеолитах) озон образует водородные связи через концевой атом кислорода [4]. Со слабыми льюисовскими кислотными центрами (имеющими место на TiO_2 , ZrO_2 , CeO_2) озон склонен образовывать координационную связь; на более сильных центрах O_3 диссоциирует с образованием молекулярного кислорода [5]. С основными ОН-группами озон образует слабые комплексы через центральный атом кислорода. С основными центрами (CaO , CeO_2) озон взаимодействует с образованием ионов «озонида» O_3^- [6]. Кроме того, были получены предварительные данные по адсорбции озона на оксидах алюминия, магния, циркония, церия и цинка, а также на фториде магния. Обнаружено протекание реакций между озоном и адсорбированными молекулами CO при 77–150 К. Опробована методика адсорбции озона из раствора в жидком кислороде и изучены спектры различных изотопных модификаций озона в растворе.

Проведены эксперименты по охарактеризованию поверхностных центров MgF_2 с помощью низкотемпературной адсорбции CO .

Получены предварительные данные по фотоиндуцированному взаимодействию CO с фотосорбированным кислородом на поверхности MgF_2 ,

активированного при 673 К. Таким образом, обнаружено, что происходит фотоокисление CO фотосорбированным кислородом, приводящее к образованию диоксида углерода. Эти данные были подтверждены экспериментами с ^{13}CO .

Установлено, что озон образует слабые комплексы с поверхностью фторида магния, характеризуемые полосами при 1035 и 1041 см^{-1} . При УФ-облучении интенсивность этих полос сильно уменьшается, в то время как давление растет, что свидетельствует о фотодиссоциации озона и выделении кислорода в газовую фазу. При последующем напуске CO происходит его окисление до CO_2 .

Отработанная методика и полученные данные дают возможность получать детальную информацию о фотостимулированных процессах с участием озона и продуктов его разложения (молекулярный и атомарный кислород) в различных гетерогенных системах.

Литература

- [1] *Гетерогенная химия атмосферы*. Под ред. Д.Р. Шрайера, Л., Гидрометеоиздат, 1986.
- [2] J.-M. Le Gal, M. Manfait, T. Theophanides. *J. Molec. Struct.*, **242**, 397–407, (1991).
- [3] С. Батчер, Р. Чарлсон. *Введение в химию атмосферы*. М., «Мир», 1977.
- [4] К.М. Bulanin, A.V. Alexeev, D.S. Bystrov, J.C. Lavalley, A.A. Tsyganenko. IR study of ozone adsorption on SiO_2 . *J. Phys. Chem.* **98**, 5100–5103, (1994).
- [5] К.М. Bulanin, J.C. Lavalley, A.A. Tsyganenko. IR study of ozone adsorption on TiO_2 (Anatase). *J. Phys. Chem.* **99**, 10294–10298, (1995).
- [6] К.М. Bulanin, J.C. Lavalley, A.A. Tsyganenko. IR study of ozone adsorption on CaO. *J. Phys. Chem. B* **101**, № 15, 2917–2922, (1997).

Трехпетлевой ренормгрупповой анализ критического поведения модели, описывающей антиферромагнитные и структурные фазовые переходы в кристаллах со сложными видами упорядочения

К. Б. Варнашев¹, А. И. Мудров²

¹ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
197376 Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский государственный университет
198904 Санкт-Петербург, Россия

Методом ϵ -разложения в рамках трехпетлевого ренормгруппового (РГ) приближения изучено критическое поведение трехзарядной модели, эффективный гамильтониан Ландау–Гинзбурга–Вильсона которой имеет вид [1,2]

$$H = \int d^d x [1/2(m_0^2 \varphi_\alpha \varphi_\alpha + \nabla \varphi_\alpha \nabla \varphi_\alpha) + u_0/4! (\varphi_\alpha \varphi_\alpha)^2 + v_0/4! (\varphi_\alpha^4) + 2z_0/4! (\varphi_{2\beta-1}^2 \varphi_{2\beta}^2)], \quad (1)$$

где φ_α — вещественное $2N$ -компонентное поле флуктуаций параметра порядка в $d = (4-2\epsilon)$ -мерном пространстве, $\alpha = 1, 2, \dots, 2N$, $\beta = 1, 2, \dots, N$, u_0 , v_0 и z_0 — затравочные константы связи, а квадрат «голой» массы m_0^2 пропорционален отклонению от точки (линии) фазового перехода в приближении среднего поля.

При $N=2$ модельный гамильтониан (1) описывает структурный фазовый переход в кристалле NbO_2 и, при $v_0 = z_0$, антиферромагнитные фазовые переходы в TbAu_2 и DyC_2 . Другому физически важному случаю $N=3$ отвечают антиферромагнитные фазовые переходы в кристалле K_2IrCl_6 и, при $v_0 = z_0$, — в кристаллах неодима и TbD_2 [1].

В настоящей работе проведен анализ структуры всех диаграмм Фейнмана, дающих вклад в РГ функции модели вплоть до трехпетлевого приближения. Разработан алгоритм и создан пакет прикладных программ для автоматического вычисления тензорных свертков, ассоциированных с вершинными и массовыми графиками.

В рамках метода размерной регуляризации и схемы минимальных вычитаний (MS-схема) вычислены трехпетлевые разложения для β -функций и критических индексов. Найдены фиксированные точки уравнений РГ и исследована их устойчивость. Показано, что для всех $N \geq 2$ модель (1)

действительно имеет «уникальную», трехмерно-устойчивую в пространстве констант связи, фиксированную точку, что согласуется с предсказаниями, сделанными ранее на основе низших РГ аппроксимаций [1,2].

В рамках трехпетлевого приближения найдено ϵ -разложение для критической размерности параметра порядка N_c , определяющей топологию фазовой диаграммы модели. Ее численная оценка $N_c = 1.50$ получена при использовании пересуммировочной техники Паде-Бореля. Поскольку $N_c < 2$, то критическое поведение упомянутых выше антиферромагнетиков и кристалла NbO_2 должно контролироваться в рамках данного приближения Π -тетрагональной (уникальной) фиксированной точкой, а соответствующие фазовые переходы будут переходами второго рода.

Исследована структура собственных значений матрицы устойчивости всех фиксированных точек. Обнаружено, что индексы устойчивости Π -тетрагональной фиксированной точки двукратно вырождены в однопетлевом приближении, следовательно, собственные значения λ_1 и λ_2 должны разлагаться не по ϵ , а по $\sqrt{\epsilon}$. Показано, однако, что для почти всех значений N нецелые степени ϵ выпадают из соответствующих разложений во всех порядках теории возмущений. В особом случае $N=2$, важном с физической точки зрения, подобное утверждение в рамках трехпетлевого приближения сделать нельзя. Для прояснения ситуации необходимо выполнить по крайней мере четырехпетлевые расчеты. Установлено, что независимо от того, появятся или нет нецелые степени в разложениях для λ_1 и λ_2 , вырождение индексов устойчивости влечет за собой потерю точности, ожидаемую в рамках данного приближения. Сформулирована и доказана теорема, в которой дан полный анализ структуры рядов двукратно вырожденных в однопетлевом приближении собственных значений матрицы устойчивости [3].

Вычислены РГ разложения для критических индексов γ и η вплоть до ϵ^3 и ϵ^4 , соответственно. Найдено, что индексы магнитной восприимчивости уникальной и гейзенберговской фиксированных точек, полностью совпадающие до ϵ^2 , в третьем порядке по ϵ отличаются друг от друга. С помощью преобразования Бореля, модифицированного конформным отображением, впервые получены численные оценки значений критических индексов абсолютно устойчивой Π -тетрагональной фиксированной точки [4]: $\eta = 0.0285 \pm 0.0002$, $\gamma = 1.355 \pm 0.015$ для $N=2$ и $\eta = 0.0281 \pm 0.0002$, $\gamma = 1.380 \pm 0.008$ для $N = 3$.

Результаты данного исследования обсуждаются в сравнении с предсказаниями, даваемыми другими теоретическими подходами и сопоставляются с имеющимися экспериментальными данными.

Литература

- [1] D. Mukamel and S. Krinsky, *Phys. Rev. B*, **13**, 5078, (1976).
- [2] K. B. Varnashev and A. I. Sokolov, *Fiz. Tverdogo Tela*, **38**, 3665, (1996) [*Phys. Sol. State* 38, 1996 (1996)].
- [3] A. I. Mudrov and K. B. Varnashev, *Phys. Rev. B*, **57** (1998).
- [4] A. I. Mudrov and K. B. Varnashev, *Phys. Rev. B*, **57**, N 6 (1998).

Индукцированная шумом сверхчувствительность к слабым сигналам

С. Л. Гинзбург, М. А. Пустовойт
Санкт-Петербургский институт ядерной физики
им. Б. П. Константинова РАН

В последнее время в ряде задач естествознания стали изучаться процессы с on-off перемежаемостью [1]. Эти системы характеризуются гигантскими флуктуациями физических величин, которые могут с близкой вероятностью принимать конечные значения и становиться в ламинарной фазе исчезающе малыми. Одно из необычных явлений, возникающих в этих системах, изучено нами в настоящей работе. Это — гигантская реакция системы на очень малые воздействия (сверхчувствительность), когда возмущения порядка, например, 10^{-20} вызывают отклик порядка 1.

Мы обнаружили такую сверхчувствительность в двух системах с on-off перемежаемостью — передемпфированном крамерсовском осцилляторе с мультипликативным шумом и системе стохастических отображений с внешним шумом.

Простейшим уравнением, способным демонстрировать on-off перемежаемость, является уравнение передемпфированного крамерсовского осциллятора:

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= \lambda x + \beta \xi(t)x - Ux^3 + \sigma \varphi(t) + AR(t), \\ \langle \xi(t)\xi(t') \rangle &= \langle \varphi(t)\varphi(t') \rangle = \delta(t - t'), \quad \langle \xi(t)\varphi(t') \rangle = 0 \\ R(t+T) &= R(t) = \begin{cases} 1, & 0 < t \leq \frac{T}{2} \\ -1, & \frac{T}{2} < t \leq T \end{cases} \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\xi(t)$, $\varphi(t)$ — гауссовский белый шум, $\lambda, \beta, U, \sigma, A$ — константы, а $R(t)$ — периодический сигнал. Уравнение (1) понимается по Стратоновичу.

В отсутствие шума ($\beta = \sigma = 0$) при $A \ll 1$ при $|\lambda| \approx 0$ амплитуда выходного сигнала $\delta x \sim A$, т.е. никакого усиления сигнала не происходит.

Решая уравнение Фоккера-Планка для (1) в адиабатическом приближении (при низкой частоте периодического сигнала), получим при $A, \sigma \ll \lambda, \beta, U$, в пределе $\sigma \rightarrow 0$ (слабый сигнал много больше аддитивного шума), плотность распределения скейлингового вида

$$F(x) = C|x|^{\alpha-1} \theta(\text{sign } AR(t)x) \exp\left(-\frac{2AR(t)}{\beta^2 x} - \frac{Ux^2}{\beta^2}\right), \quad \alpha = \frac{2\lambda}{\beta^2} \quad (3)$$

что является, согласно [2-4], одним из критериев наличия on-off перемежаемости.

Первый момент $F(x)$ при малых α имеет вид:

$$\langle x(t) \rangle = \frac{\beta}{2} \sqrt{\frac{\pi}{U}} \frac{1}{\ln(\frac{1}{A})} R(t). \quad (4)$$

Коэффициент усиления сигнала равен:

$$I = \frac{\langle x(t) \rangle}{AR(t)} = \sqrt{\frac{\pi}{4U}} \frac{\beta}{A \ln(\frac{1}{A})}. \quad (5)$$

Например, при $\beta = U = 1$, $A = 10^{-11}$ получим $I = 3.5 \cdot 10^9$.

Таким образом, наша модель благодаря мультипликативному шуму обладает совершенно удивительным свойством сверхчувствительности к слабым сигналам.

Перейдем ко второму рассматриваемому нами примеру on-off перемежаемости — системе стохастических отображений с общим шумом вблизи порога синхронизации. Пусть мы имеем два почти одинаковых стохастических отображения:

$$\begin{aligned} x_{k+1} &= f(x_k, a_k), \quad y_{k+1} = f(y_k, a_k) + \sigma \varphi_k + AR_k, \\ a_k &= a_0 + \beta_1 \xi_k, \quad \langle \xi_k, \xi_{k'} \rangle = \langle \varphi_k, \varphi_{k'} \rangle = \delta_{k,k'}, \quad \langle \xi_k, \varphi_{k'} \rangle = 0, \\ R_{k+M} &= R_k = \begin{cases} 1, & 1 < k \leq M/2 \\ 0, & M/2 < k \leq M \end{cases}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь ξ_k и φ_k — гауссовы случайные процессы, R_k — периодический сигнал. В работе [2] было показано, что в случае постоянного сигнала $R_k = 1$ и малых $\sigma, A \sim 10^{-n}$, $n \gg 1$, величина $q_k = y_k - x_k$ демонстрирует свойство on-off перемежаемости.

В работах [2,3] был развит подход, позволяющий качественно получить плотность распределения $F(q)$. Применяя этот метод к уравнению для модуля q_k

$$r_k \equiv |q_k|, \quad r_{k+1} = |f'(x_k, a_k)| r_k, \quad (7)$$

получим:

$$\begin{aligned} F(r) &\sim r^{\alpha-1}, \\ \alpha &= \frac{2\lambda_0}{\beta_0^2}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\lambda_0 = \langle \lambda_k \rangle, \quad \lambda_k = \ln |f'(x_k, a_k)|,$$

$$\beta_0^2 = \langle \lambda_k^2 \rangle - \langle \lambda_k \rangle^2, \quad \langle \lambda_k^2 \rangle \equiv \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \lambda_k^2.$$

Решение (7) соответствует решению (2) в области $\sigma, A \ll x \ll \beta/\sqrt{U}$.

Таким образом, между рассмотренными нами двумя задачами имеется полная аналогия, обусловленная свойствами on-off перемежаемости. Вычисляя отклик системы отображений (5) на слабый сигнал AR_k при нулевом собственном шуме ($\sigma = 0$), в адиабатическом приближении получим:

$$\langle r_k \rangle \sim \frac{1}{\ln \frac{1}{A}} R_k, \quad I_k = \frac{\langle r_k \rangle}{A} \sim \frac{1}{A \ln \frac{1}{A}} R_k. \quad (9)$$

При выводе (8) предполагается, что $M \gg M_1$, где M_1 — время десинхронизации системы. Из этой формулы видно, что при выключенном сигнале ($R_k = 0$) система синхронизована ($r_k = 0$), а при включении сигнала ($R_k = 1$) за время M_1 устанавливается распределение (7), то есть происходит десинхронизация системы.

Таким образом, нами продемонстрировано аналитически и с помощью компьютерного моделирования, что стохастические системы с on-off перемежаемостью при малых абсолютных значениях параметра α обладают *сверхчувствительностью к слабым сигналам*, которая вызвана именно их принципиальной стохастичностью, т.е. *индуцирована шумом*.

Литература

- [1] N. Platt, E.A. Spiegel, and C. Tresser. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 279, (1993).
- [2] A.S. Pikovsky. *Phys. Lett. A*, **165**, 33, (1992).
- [3] A.S. Pikovsky, P. Grassberger. *J. Phys. A*, **24**, 4567, (1991).
- [4] H.L. Yang, E.J. Ding. *Phys. Rev. E*, **54**, 1361, (1996).

Внутрицепные и межцепные релаксационные процессы в сшитых полимерах

А. А. Гуртовенко, Ю. Я. Готлиб

Институт высокомолекулярных соединений РАН,

199004, Санкт-Петербург, Россия

Сшитые полимеры представляют собой макромолекулы, соединенные каким-либо образом (путем химических связей, долгоживущих физических зацеплений и т.д.) в единую пространственную структуру. Фундаментальной особенностью сшитых полимеров (или полимерных сеток) является существование наряду с внутрицепными движениями, обычными для несшитых полимерных систем, межцепных кооперативных, собственно сеточных движений с масштабами, большими среднего размера полимерной цепи. Настоящая работа посвящена теоретическому изучению взаимодействия внутри- и межцепных движений в полимерных сетках, относительных вкладов этих движений в динамические характеристики сшитых полимеров.

Динамические свойства сшитых полимеров изучаются на основе регулярной кубической модели полимерной сетки, состоящей из многосегментных гауссовых цепей, т.е. цепей, содержащих большое количество квазиупругих гауссовых субцепей. Рассматривается релаксационное поведение такой модели на фоне вязкой среды под действием теплового движения. Для данной модели построено преобразование от декартовых координат элементов сетки к нормальным координатам (нормальным модам), которые имеют наиболее простое временное поведение. Построенное преобразование нормальных мод позволяет получить точные (в приближении идеальных гауссовых цепей) аналитические выражения для различных динамических характеристик полимерной сетки (как локальных, так и макроскопических). В настоящей работе получены аналитические выражения для среднеквадратичных смещений узлов (сшивок) и неузловых элементов цепей сетки; для автокорреляционных функций векторов цепей между неузловыми элементами сетки (векторов субцепей) и векторов цепей между ближайшими узлами сетки. Для полученных характеристик проведено сравнение вкладов межцепных и внутрицепных релаксационных процессов; оценено временное поведение для различных масштабов сеточных движений. Показано, что релаксационный спектр сшитого полимера состоит из трех основных областей: (1) внутрицепная область, где доминируют движения с масштабами, меньшими среднего расстояния между сшивками

сетки, (2) межцепная область, где главный вклад дают крупномасштабные кооперативные движения полимерной сетки и (3) промежуточная область релаксационного спектра, где необходимо учитывать как внутрицепные, так и межцепные релаксационные процессы. Проведено сравнение динамических характеристик полимерных цепей сетки (диффузионной подвижности неузловых «бусин» и релаксации векторов субцепей) с аналогичными характеристиками линейной гауссовой цепи, не включенной в сеточную структуру. Показано, что динамические свойства цепей сетки и несшитых цепей начинают различаться при временах порядка половины максимального времени релаксации полимерной цепи. Кроме того, показано, что низкочастотное динамическое поведение полимерной сетки при временах, больших максимального времени релаксации цепи между узлами сетки, может быть достаточно хорошо описано с помощью упрощенной «крупнозернистой» модели полимерной сетки, в которой многосегментная гауссова цепь между узлами сетки моделируется одной гауссовой субцепью при соответствующей перенормировке параметров упругости и вязкого трения сетки.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (коды проектов 96-03-33833 и 96-15-97401), INTAS (код проекта 93-2502-ext), ISSEP (грант а97-312) и правительства Санкт-Петербурга (грант М97-2.2К-642).

Теоретическое исследование релаксации колебательной энергии атомов водорода, адсорбированных на поверхности алмаза и кремния

В. А. Ермошин

*НИИ физики, Санкт-Петербургский государственный университет,
198904, Санкт-Петербург, Россия*

С помощью теоретического моделирования исследована неравновесная колебательная динамика атомов водорода, адсорбированных на поверхности алмаза и кремния. В поверхностной системе H/Si(111) частоты колебаний атомов водорода (валентного колебания Si-H и дважды вырожденного деформационного колебания Si-Si-H) лежат выше частот колебаний твердого тела. Поэтому предложено провести квантово-механическое рассмотрение движения атома водорода в неинерциальной системе отсчета, связанной с поверхностным атомом кремния [1]. Рассмотрен гамильтониан, описывающий трехмерное движение адсорбированного атома водорода. Поверхность потенциальной энергии определена с помощью неэмпирического квантово-химического расчета кластера H-Si-(SiH₃)₃, который моделирует фрагмент поверхности H/Si(111)-(1×1). Рассчитаны матричные элементы перехода между колебательными состояниями, участвующими в процессе релаксации. Спектр автокорреляционной функции скорости поверхностного атома кремния, входящий в выражение для скорости релаксации во втором порядке теории возмущений, рассчитан методом классической молекулярной динамики. Квантово-механические эффекты движения твердого тела учтены с помощью корректирующего множителя.

В результате была рассчитана скорость релаксации первого возбужденного уровня колебания связи Si-H в поверхностной системе H/Si(111). Показано, что релаксация протекает через возбуждение колебательного состояния с тремя квантами возбуждения деформационного колебания Si-Si-H. Обнаружено, что скорость релаксации сильно зависит от параметров ангармонизма поверхности потенциальной энергии в направлении, параллельном поверхности твердого тела. Это связано с высоким порядком возбуждения принимающей моды и малостью соответствующего матричного элемента перехода. Такое поведение времени жизни первого возбужденного уровня валентного колебания Si-H согласуется с недавними экспериментальными данными в поверхностной системе H/Si(100)-(2×1) [2].

Релаксация колебательной энергии атомов водорода и дейтерия, адсорбированных на грани (111) алмаза, была исследована методом нерав-

новесной классической молекулярной динамики [3]. Рассчитанные времена жизни первого возбужденного состояния колебаний связей С-Н и С-Д хорошо согласуются с экспериментальными данными, теоретическое рассмотрение позволяет определить механизм релаксации. К данной поверхностной системе был также применен квантово-механический анализ колебательной динамики атома водорода. При этом поверхность потенциальной энергии для движения водорода была определена с помощью квантово-химического расчета кластера $\text{H-C}-(\text{CH}_3)_3$, моделирующего фрагмент поверхности $\text{H/C}(111)-(1 \times 1)$. Результаты расчетов обнаруживают сильное ангармоническое взаимодействие между валентным колебанием С-Н и обертоном деформационного колебания С-С-Н (резонанс Ферми). Это взаимодействие приводит к релаксации колебательной энергии связи С-Н.

Литература

- [1] V.A. Ermoshin, A.K. Kazansky, K.S. Smirnov, D. Bougeard. *J. Chem. Phys.*, **105**, 9371, (1996).
- [2] P. Guyot-Sionnest, P.H. Lin, E.M. Hiller. *J. Chem. Phys.*, **102**, 4269, (1995).
- [3] K.S. Smirnov, V.A. Ermoshin, D. Bougeard. A classical molecular dynamics study of the vibrational dynamics of $\text{H/C}(111)-(1 \times 1)$ system, *Chem. Phys.*, (to be published).

Исследование спиновых корреляций в керамической системе $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{O}_y$ методом малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов

Г. П. Копица, В. В. Рунов, А. И. Окоороков

*Санкт-Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова,
188350, Гатчина, Россия*

За последние годы опубликовано большое число работ по исследованию системы высокотемпературных сверхпроводников $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Fe}_x)_3\text{O}_y$, в которых достигнуто определенное понимание влияния замещения Cu атомами Fe на микроструктуру, сверхпроводящие и магнитные свойства системы. Согласно данным мессбауэровской спектроскопии [1], в низкотемпературной области имеет место магнитное упорядочение атомов Fe в узлах Cu1, предположительно по типу спинового стекла, и в то же время сохраняется сверхпроводящее состояние при $x_c \leq 0.16$ и достаточном кислородном обогащении $y \geq 7$. Это предположение подтверждается в ряде исследований, выполненных разными экспериментальными методами [2-3]. После отгонки кислорода магнитное состояние системы резко меняется: сверхпроводимость отсутствует при всех значениях x и в зависимости от концентрации примеси возможно образование разных типов магнитного упорядочения [4-5]. Предполагается, что это связано с возникновением обменного взаимодействия между подрешетками Cu1 и Cu2. В настоящее время, по-видимому нет единого объяснения наблюдаемых эффектов. Вопрос как о типах магнитного упорядочения, так и о характерном масштабе R_c спиновых корреляций, на который могли бы дать ответ эксперименты по рассеянию нейтронов, остается открытым, хотя такие эксперименты проводились [2-4]. Причина заключается в том, что в керамике наблюдается очень сильное ядерное рассеяние [6]. Поэтому наблюдать априори слабое магнитное рассеяние на фоне ядерного лучше, используя поляризованные нейтроны, которые позволяют разделять эти процессы и реализуют высокую чувствительность к флуктуациям магнитной индукции в исследуемом образце.

В настоящей работе проведено исследование сверхпроводящей $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{0.87}\text{Fe}_{0.13})_3\text{O}_{7.4}$ и кислороддефицитной $\text{YBa}_2(\text{Cu}_{0.9}\text{Fe}_{0.1})_3\text{O}_{6.36}$ керамик методом малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов с целью изучения магнитных фазовых состояний системы, получения оценок масштаба спиновых корреляций и понимания роли кислорода в магнитном упорядочении. Образцы, приготовленные по стандартной керамической

технологии, согласно [7], являются однофазными с температурой $T_c \approx 9$ К для сверхпроводящего образца и температурой Нееля $T_N \approx 460$ К для кислороддефицитного образца, соответственно.

Эксперимент проводился на многодетекторной установке малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов «Вектор» (ВВР-М ПИЯФ РАН, Гатчина) [8], с использованием нейтронов со средней по спектру длиной волны $\lambda = 9 \text{ \AA}$ ($\delta\lambda/\lambda = 0.22$) и начальной поляризацией пучка $P_0 \approx 0.94$. В эксперименте одновременно измерялись температурные зависимости интенсивности рассеяния $I(T, q)$ (где q — переданный импульс) и поляризации $P(T, q)$ нейтронов при работе с многоканальным анализатором. Кроме того, регистрировалась разница в интенсивностях $\Delta(T, q) = I(\uparrow) - I(\downarrow)$ нейтронов, падающих на образец с ориентацией спинов по (\uparrow) или против (\downarrow) направления приложенного магнитного поля H , изучалась без анализатора. Измерения проводились в диапазоне температур $15 \leq T \leq 315$ К и магнитных полей $0 < H \leq 4500$ Ое. После проведения нескольких циклов измерений кислороддефицитный образец был отожжен в вакууме при $T = 550$ К, и измерения были повторены.

Аномалии в поведении интенсивности рассеяния $I(T, q)$ и поляризации $P(T, q)$ нейтронов обнаружены как в низкотемпературной области $T < 40$ К для обоих образцов, так и в области высоких температур $80 \leq T \leq 280$ К для кислороддефицитного образца. Кроме того, разница в интенсивностях $\Delta(T, q)$, которая, как известно [9], пропорциональна магнитно-ядерному интерференционному члену, также наблюдалась при $T \leq 40$ К для обоих образцов. Эти эффекты однозначно интерпретируются как рассеяние нейтронов на флуктуациях спиновой плотности. Наблюдаемое рассеяние удовлетворительно описывается зависимостью: $I(q) \approx A/(q^2 + k^2)^2$, где $k \approx R_c^{-1}$. Из анализа полученных результатов можно заключить, что:

1. Магнитное упорядочение атомов Fe имеет место в низкотемпературной области $T \leq 40$ К для обоих образцов. Масштаб R_c спиновых корреляций для сверхпроводящей системы лежит в диапазоне от 70 до 370 \AA , а для кислороддефицитной — между 250 и 400 \AA . Тип данного упорядочения является спинстекольным.

2. В высокотемпературной области наблюдалось магнитное упорядочение в кислороддефицитном образце с температурой перехода $T \approx 100$ К. Масштаб R_c спиновых корреляций оценивается в несколько сот ангстрем. Природа данного упорядочения, а также невоспроизводимость величины наблюдаемого эффекта при последующих циклах измерений, пока остаются не до конца выясненными. Возможно, это связано с появлением нескон-

пенсированного магнитного момента вследствие образования неколлинеарной антиферромагнитной фазы или с возникновением фазы возвратного спинового стекла.

3. Магнитные фазовые переходы, имевшие место в кислороддефицитном образце ранее при $T < 315$ К, не были обнаружены после вакуумного отжига при $T \approx 550$ К. Причина, по-видимому, заключается в диффузии кислорода от атомов Fe.

Работа поддержана РФФИ (проект Л-ЕН-96-15-96775) и Российской Государственной Программой «Нейтронные Исследования Вещества». Один из авторов (Г.П.К) благодарит Администрацию Санкт-Петербурга, Российскую Академию Наук и Министерство общего и профессионального образования России за индивидуальную финансовую поддержку (грант М97-2.2К-1132).

Литература

- [1] I.S. Lyubutin, V.G. Terziev, A.Ya. Shapiro, *Hyperfine Interactions*, **61**, 1105, (1990).
- [2] I. Mirebeau, M. Hennion, J. Dianoux, V. Caignaert, K. Moorjani, *J. Appl. Phys.*, **67**, 4521, (1990).
- [3] S. Katano, T. Matsumoto, A. Matsushita, T. Hatano, S. Funahashi, *Phys. Rev. B.*, **41**, 2009, (1990).
- [4] I. Mirebeau, C. Bellouard, M. Hennion, G. Jehanno, J. Dianoux, V. Caignaert, T.E. Phillips, K. Moorjani, *Physica C*, **184**, 299, (1991).
- [5] I.S. Lyubutin, V.G. Terziev, T.V. Dmitrieva, A.I. Balagurov and S. Nasu, *Physica C*, 383, (1992).
- [6] А.И. Окорочков, В.В. Рунов, А.Д. Третьяков, С.В. Малеев, Б.П. Топерверг, *ЖЭТФ* **100**, 257, (1991).
- [7] А.И. Балагуров, Г.М. Миронова, И.С. Любутин, В.Г. Терзиев, А.Я. Шапиро, *СФХТ*, **3**, 615, (1990).
- [8] С.В. Григорьев, О.А. Губин, Г.П. Копица, А.И. Окорочков, В.В. Рунов, А.Д. Третьяков, Препринт ПИЯФ N 2028, Гатчина, 1995.
- [9] G.P. Gordeyev, A.I. Okorokov, V.V. Runov, M.K. Runova, B.P. Toperverg et al., *Physica B*, **234–236**, 837, (1997).

Тормозное излучение заряженных частиц на возбужденном атоме водорода или водородоподобных ионах

А. В. Король¹, О. И. Оболенский², А. В. Соловьев³

¹ Санкт-Петербургский государственный морской технический университет,

² Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет,

³ Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН

В настоящей работе рассчитаны и сравниваются друг с другом сечения тормозного излучения быстрых заряженных частиц (электрона, позитрона и протона) при столкновении с атомом водорода, находящемся в произвольном квантовом состоянии. Исследованы зависимости сечений процесса от частоты испущенного фотона и от скорости налетающей частицы.

Учтены два основных механизма излучения фотона — обычное и поляризационное тормозное излучение. Обычное тормозное излучение возникает за счет ускорения налетающей частицы в поле атома-мишени (см., например, [1–2]). Поляризационное излучение возникает в результате динамической поляризации атома-мишени электрическим полем налетающей частицы (см., например, [3–5]).

В работе подробно проанализирована роль поляризационного механизма излучения при столкновениях заряженных частиц с атомом водорода, находящемся в возбужденных состояниях. Показано, что имеются существенные изменения в поведении сечений тормозного излучения при переходе от основного состояния мишени к возбужденным.

Расчет вклада поляризационного тормозного излучения, а также интерференционного слагаемого сечения выполнен методом кулоновской функции Грина. Разработанный алгоритм расчета сечений применим для произвольных главных квантовых чисел начального и конечного состояний атома водорода. Волновая функция начального и конечного состояний получается путем дифференцирования по параметру производящей функции полиномов Лежандра [6]. В результате удастся получить замкнутые выражения для обобщенной динамической поляризуемости любых начального и конечного состояний атома водорода, поскольку радиальные составляющие волновых функций входят в матричные элементы лишь как множители $r^i \exp(-r/n)$.

Обобщенная динамическая поляризуемость выражает динамический отклик атома-мишени и определяет спектральное и угловое поведение сечения тормозного излучения.

Конкретные численные расчеты сечений процесса выполнены для со-

стояний $1s$, метастабильного $2s$, а также для $3s$ -состояния.

Наши расчеты показывают, что с увеличением главного квантового числа состояния электрона в атоме водорода относительная роль поляризационного механизма уменьшается в широкой области частот. Это связано с уменьшением экранирования заряда ядра электроном.

Однако при тормозном излучении заряженных частиц на возбужденном атоме водорода благодаря поляризационному механизму сечение процесса приобретает особенности, которые отсутствуют в случае основного состояния.

Например, для возбужденных состояний оказываются возможными виртуальные переходы с девозбуждением в промежуточном состоянии. Энергия таких переходов больше потенциала ионизации начального возбужденного состояния, что ведет к появлению узких линий в непрерывном спектре излучения с энергией выше потенциала ионизации атома.

Другой важной особенностью возбужденных состояний является немонотонная зависимость дифференциальных сечений тормозного излучения от переданного импульса q . Немонотонное поведение дифференциальных сечений есть следствие немонотонности обобщенной динамической поляризуемости как функции q . Природа этой особенности связана с неоднородностью распределения заряда электрона в возбужденных состояниях.

Еще одна особенность дифференциального сечения тормозного излучения, обусловленная поляризуемостью, заключается в существовании локального максимума в сечении при частоте $\omega \approx q^2/2$. Этот максимум есть проявление особенности Бете («гребень Бете»), известной в дифференциальном неупругом рассеянии электронов на атомах. Наш расчет показывает, что данная особенность более заметна для возбужденных $2s$ - и $3s$ -состояний по сравнению с $1s$ -состоянием.

Анализ результатов проведенных расчетов показывает, что тормозное излучение на возбужденных состояниях атома водорода может служить эффективным источником преобразования кинетической энергии в излучение.

Литература

- [1] А.И. Ахиезер, В.Б. Берестецкий, *Квантовая электродинамика*, Москва, «Наука», 1981.
- [2] R.H. Pratt in *Fundamental Processes in Energetic Atomic Collisions*, ed. H. O. Lutz, J. S. Briggs and H. Kleinpoppen, New York, Plenum, 1984.
- [3] В.Н. Цитович, И.М. Ойрингель, *Поляризационное излучение частиц и атомов*, Москва, «Наука», 1987.

- [4] M.Ya. Amusia, *Phys. Rep.* **142**, 269, (1988).
- [5] A.V. Korol, A.V. Solov'yov, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **30**, 1105, (1997).
- [6] В.А. Фок, *Начала квантовой механики*, Москва, «Наука», 1976.

Формирование и эволюция пленочных структур редкоземельный металл–кремний

М. В. Кузьмин

ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Интенсивное развитие современной микро- и нанoeлектроники за последние два десятилетия обусловлено непрерывным и целенаправленным поиском новых материалов и компонентов полупроводниковой техники. В настоящее время общепризнано, что новый и очень перспективный класс пленочных структур редкоземельный металл (РЗМ)–кремний может найти широкое применение при создании различных полупроводниковых устройств [1,2]. Одними из важнейших причин интереса к данным объектам являются следующие факторы:

- силициды, образующиеся при контакте РЗМ с кремниевой подложкой, обладают высокой термической стабильностью, большой тепло- и электропроводностью (омические контакты);
- высота барьера Шоттки в структуре РЗМ-Si может иметь очень малую величину, не превышающую 0,2 эВ (элементы преобразователей солнечной энергии и детекторов инфракрасного излучения и т.п.);
- особенности оптических характеристик кремния, легированного РЗМ, позволяют использовать его при создании волоконно-оптических линий связи (светодиоды, лазеры и т.п.).

Однако, создание в настоящее время новых элементов полупроводниковых устройств на основе пленочных структур РЗМ–кремний затруднено из-за того, что до сих пор остается не изученной физическая природа процессов, протекающих при формировании данных систем. Представленный доклад посвящен исследованию пленочных структур, образующихся при нанесении атомов РЗМ (Yb, Eu, Sm) на поверхность Si(111). Одной из главных особенностей этой работы является применение целого комплекса современных экспериментальных методов исследования границ раздела (электронной Оже-спектроскопии (ЭОС), дифракции медленных электронов, термодесорбционной спектроскопии, модуляции атомного пучка, контактной разности потенциалов и техники масс-спектрометрии), реализованных в одной сверхвысоковакуумной установке. Указанный подход дал возможность впервые изучить в одних и тех же условиях кинетику формирования пленочных систем РЗМ-Si(111), их структуру и электронные свойства. Другой особенностью работы было то, что опыты проводились в широком интервале температур (от комнатной до 1200–1300 К), что

позволило исследовать также термически активированную эволюцию пленочных систем. Полученные результаты в настоящее время аналогов не имеют.

Установлен механизм формирования трех пленочных структур РЗМ-Si(111). Показано, что этот процесс двухстадийный [3,4]. На первой стадии на поверхности кремния образуется 2D адсорбированная пленка. Эта пленка состоит из 2D доменов. Их сверхструктура зависит от общего количества нанесенного на поверхность вещества и меняется дискретным образом. Для каждой из трех систем впервые исследованы физико-химические свойства 2D адсорбированных пленок: термическая стабильность, энергия связи, работа выхода.

Структуры доменных островков и покрываемой ими поверхности кремниевой подложки взаимно согласованы. Это означает, что образование доменной пленки атомов РЗМ на Si(111) является одним из результатов самоорганизации системы. Такая самоорганизация включает в себя целый комплекс процессов, вызывающих увеличение термической стабильности пленочных структур РЗМ-Si(111), что выражается в значительном упрочнении связи адсорбированных атомов с поверхностью (в некоторых случаях — на 1,8 эВ). В работе изучена физическая природа процессов самоорганизации и определены изменения в структуре поверхности Si(111), вызываемые взаимодействием с атомами РЗМ. Установлено, в частности, что одной из главных составляющих указанных процессов является образование поляризованных димеров Si_2^* . Ось таких димеров-диполей наклонена под углом к поверхности подложки и направлена отрицательным полюсом вовне (в вакуум). Определены энергия связи кремниевого димера и максимальная величина заряда его диполя [5].

На второй стадии после максимального (в случае Yb и Eu) или неполного (в случае Sm) заполнения переходного 2D адсорбированного слоя на его поверхности происходит рост 3D пленок силицидов РЗМ. При высоких температурах эти пленки имеют островковый характер. Впервые исследованы их термическая стабильность, механизм испарения, определены энергия активации этого процесса и их работа выхода.

В работе установлено, что формирование трех исследованных пленочных структур РЗМ-Si(111) определяется одними и теми же физическими процессами, однако каждая из них проявляет свои индивидуальные особенности. Сравнительный анализ, проведенный для всех трех систем, выявил влияние степени заполнения $4f$ оболочки атомов РЗМ на характер их взаимодействия с кремнием. В частности, обнаружено, что химически наименее активный в ряду РЗМ двухвалентный Yb ($4f^{14}$) наиболее

рельефно проявляет особенности, характерные для данного класса структур [6]. В случае значительно более активного Sm ($4f^6$), обладающего переменной валентностью, эти особенности выражены слабее. Показано, что валентное состояние атомов самария определяется не только общей их концентрацией, но и условиями формирования интерфейса Sm-Si(111) [7]. Это позволило продемонстрировать новые возможности метода ЭОС в качестве четкого индикатора валентности атомов самария.

Литература

- [1] K.N. Tu, R.D. Tompson, V.Y. Tsaur, *Appl. Phys. Lett.*, **38**, 626, (1981).
- [2] F.P. Netzer, *J. Phys.: Condens. Matter*, **7**, 991, (1995).
- [3] Т.В. Крачино, М.В. Кузьмин, М.В. Логинов, М.А. Митцев, *ФТТ*, **39**, 256, (1997).
- [4] Т.В. Крачино, М.В. Кузьмин, М.В. Логинов, М.А. Митцев, *ФТТ*, **40**, 371, (1998).
- [5] Т.В. Крачино, М.В. Кузьмин, М.В. Логинов, М.А. Митцев, *ФТТ*, **39**, 1672, (1997).
- [6] М.В. Кузьмин, М.В. Логинов, М.А. Митцев, *Письма в ЖТФ*, **21**, 19, 73, (1995).
- [7] Т.В. Крачино, М.В. Кузьмин, М.В. Логинов, М.А. Митцев, *ФТТ*, (1998) (в печати).

Теория эффекта Керра в сильных внешних полях. Поворотнo-изомерная модель

С. В. Люлин, Ю. Я. Готлиб

Институт высокомолекулярных соединений РАН,

199004, Санкт-Петербург, Россия

С помощью поворотнo-изомерной модели полимерной цепи на тетраэдрической решетке рассмотрена теория эффекта Керра для длинных полимерных цепей с постоянным или индуцированным дипольным моментом.

Получена зависимость от внешнего поля величины электрического двулучепреломления в широких диапазонах прилагаемого поля. Подробно исследованы конформационные свойства растянутой полимерной цепочки. Получены зависимости от поля доли *транс*- и *гoш*-изомеров и различных их последовательностей — диад, триад и пентад. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с данными компьютерного моделирования.

В работе получено, что эффект Керра сильно зависит от значения параметра начальной термодинамической жесткости полимерной цепи. Рост параметра термодинамической жесткости цепочки приводит к увеличению значения электрического двулучепреломления. Показано, что при рассмотрении эффекта Керра в сильных полях необходимо учитывать конформационные изменения в цепочке. Таким образом, поведение полимерной цепочки в сильном электрическом поле определяется двумя эффектами: удлинением «эффективного» жесткого сегмента, которое определяется конформационными изменениями, то есть перераспределением *транс*- и *гoш*-изомеров и ориентацией этого «эффективного» сегмента. Длина «эффективного» сегмента зависит от величины внешнего поля. В первом приближении величина этого сегмента равна средней длине регулярного *транс*-участка. Таким образом, при любом значении внешнего поля поведение полимерной цепочки может быть сведено к рассмотрению свободно сочлененной цепочки с «эффективным» сегментом.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 96-03-33833 и 96-15-97401, ISSEP грант а97-597, грант Администрации С.-Петербурга М97-2.2К-643.

Ренормализационная группа и высшие константы связи для трехмерной модели Изинга

Е. В. Орлов

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет, 197376, Санкт-Петербург, Россия

Модель Изинга представляет собой решетку, в узлах которой размещено по спину. В системах такого типа существует две противоположные ориентации спинов, причем каждый спин взаимодействует только со своими ближайшими соседями. Хорошо известно, что критическая термодинамика модели Изинга описывается евклидовой скалярной теорией поля с гамильтонианом

$$H = \int d^3x \left[\frac{1}{2} (m_0^2 + \nabla^2) \Phi^2 + \lambda \Phi^4 \right],$$

где $m_0^2 \sim T - T_c^{(0)}$, а $T_c^{(0)}$ — температура фазового перехода в пренебрежении флуктуациями. Учет флуктуаций приводит к перенормировкам массы $m_0^2 \rightarrow m^2$, поля $\Phi \rightarrow \Phi_R$ и константы связи $\lambda \rightarrow mg_4$, а также к появлению членов вида $m^{3-n} g_{2n} \Phi_R^{2n}$ с $n > 2$ в разложении свободной энергии. В критической области, где флуктуации сильны настолько, что полностью экранируют исходное взаимодействие, поведение системы становится универсальным, и ренормированные безразмерные вершины g_{2n} выходят на свои критические асимптотики, т.е. принимают постоянные значения, которые также универсальны. Целью работы является нахождение универсальных критических значений безразмерных констант связи g_6 и g_8 в разложении свободной энергии трехмерной модели Изинга.

Универсальные критические значения вычислялись методом ренормализационной группы. На языке диаграммной техники Фейнмана были написаны ряды теории возмущения для полных вершин Γ_6 и Γ_8 ; Γ_6 находилась в четырехпетлевом приближении, что потребовало вычисления 114 диаграмм, Γ_8 — в трехпетлевом приближении, для чего было построено 42 графа.

Исходные диаграммные ряды для Γ_6 и Γ_8 , представляющие собой разложения полных вершин на нулевых внешних импульсах по степеням λ , были перенормированы с помощью соотношения $\lambda = mZ_4Z^{-2}g_4$, где Z_4 и Z — константы ренормировки взаимодействия λ и поля Φ : $\Phi = \sqrt{Z}\Phi_R$, g_4 — эффективная универсальная константа. Значение g_4 в критической области на сегодня известно с весьма высокой точностью:

$g_4 = 0.988 \pm 0.002$ [1,2]. Полученные таким образом ренормгрупповые ряды для эффективных безразмерных констант g_6 и g_8 оказались знакопеременными с растущими коэффициентами. Поэтому нахождение численных значений констант потребовало пересуммирования этих рядов, для чего использовался метод Паде-Бореля. В результате были получены значения универсальной критической безразмерной константы связи g_6 равное 1.596 (четырёхпетлевое приближение) [3], а также оценка $g_8 \approx 1.71$ (трехпетлевое приближение) [4].

Ряд для g_6 является знакопеременным, поэтому истинное значение g_6 должно находиться между трехпетлевой и четырехпетлевой оценками. В качестве наиболее вероятного значения g_6 возьмем $1.609 = (1.622 + 1.596)/2$. Точность такой оценки, очевидно, должна быть не хуже чем 1%.

Совсем недавно была получена оценка g_6 в пятипетлевом приближении, которая оказалась равной 1.604 [5]. Это число, как видно, прекрасно согласуется с нашими результатами.

Литература

- [1] J. C. Le Guillou and J. Zinn-Justin *Phys. Rev. Lett.*, **39**, 2, 95 (1977).
- [2] G.A. Baker, B.G. Nickel, M.S. Green. D.I. and Meiron *Phys. Rev. B*, **17**, 3, 1365 (1978).
- [3] A.I. Sokolov, E.V. Orlov, V.A. Ul'kov. *Phys. Lett. A*, **227**, 3, 255, (1997).
- [4] A.I. Sokolov, V.A. Ul'kov, E.V. Orlov. *Journal of Physical Studies*, **1**, 3, 362, (1997).
- [5] R. Guida and J. Zinn-Justin. *Nucl. Phys. B*, **489**, 3, 626, (1997).

Рассеяние излучения средами, содержащими фрактальные нанокластеры

В. И. Сиклицкий

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Задача о корреляции поверхностных и геометрических параметров наночастиц в различных материалах с физико-химическими свойствами этих объектов чрезвычайно актуальна. Обычно наночастицам приписывают физико-химические свойства макрофаз. Однако, согласно методу Гиббса [1] и методу слоя конечной толщины малые объекты следует считать неоднородными, поскольку по мере их уменьшения их поверхностные свойства начинают играть большую роль [2]. Поэтому форма, размер и взаимное расположение отдельных фазовых составляющих наноструктуры, а также строение межфазных границ в значительной мере определяют специфические физико-химические свойства наноструктурных объектов и тонких пленок.

Анализируя параметры рассеянного рентгеновского излучения, можно сделать заключение о структурных и геометрических характеристиках кластеров определяющих физико-химические свойства материала. Исходя из предположения, что рассеивающей средой является аморфная матрица, включающая отдельные фрактальные кластеры с узкой функцией распределения по размерам, можно сделать заключение о типе рассеивающего фрактального кластера и определить его фрактальную размерность и размер. Интенсивность излучения, рассеянного такой средой, описывается следующим образом:

$$I(\vec{q}) \sim S(\vec{q})F(\vec{q}),$$

где $S(\vec{q})$ — структурный фактор, $F(\vec{q})$ — формфактор структурного элемента кластера, \vec{q} — волновой вектор, $q = (4\pi/\lambda) \sin(\theta/2)$, λ -длина волны рассеянного излучения, θ — угол рассеяния. Структурный фактор $S(\vec{q})$ описывается степенным законом :

$$S(\vec{q}) \sim q^{-\alpha},$$

причем для объемного фрактального кластера $\alpha = D_V$, а в случае рассеяния на поверхностных фрактальных кластерах $\alpha = D_S - 6$. Здесь D_V , D_S — фрактальные размерности объемного и поверхностного фрактального кластера, соответственно. Положение локального максимума на кривой

рассеяния определяется средним корреляционным размером рассеивающего кластера ($L = 2\pi/q_{\max}$). Причем, оказалось, что размер определенный таким образом хорошо согласуется с размерами кластеров полученных из оптических измерений и анализа фотографий электронной микроскопии высокого разрешения. Кроме того, в некоторых случаях можно сделать вывод о параметрах минимального структурного элемента рассеивающего фрактального кластера.

В качестве объектов для изучения влияния структуры фрактальных нанокластеров на физико-химические свойства материалов — были исследованы пленки аморфного гидрированного углерода а-С:Н, легированного медью, и порошки ультрадисперсного алмаза (УДА).

Фрактальные проводящие нанокластеры в а-С:Н:Cu

Ярким примером наноструктур, содержащих проводящие фрактальные нанокластеры являются пленки а-С:Н, легированные медью. Интерес к физике проводящих кластеров обусловлен возможностью их применения в нано- и микроэлектронике. Изменяя концентрацию медных включений в матрице а-С:Н, можно сформировать кластеры различного типа [3]. Анализировались кривые рассеяния рентгеновского излучения, рассеянного пленками а-С:Н:Cu с различной концентрацией меди (4–24%)

Из прямого сравнения интенсивности рассеянного излучения нелегированных и легированных медью пленок было сделано заключение о том, что вклад матрицы в интенсивность рассеянного излучения а-С:Н мал, то есть за увеличение интенсивности рассеянного рентгеновского излучения при малых углах ответственны медные кластеры. Кроме того, было установлено, что при низких концентрациях меди в матрице а-С:Н (4%, 6% Cu) излучение рассеивается на кластерах с гладкими границами ($D = 2.0$). С увеличением концентрации меди (14%, 24%) рассеяние происходит на кластерах с развитой периферией ($D = 2.3$, $D = 2.4$, соответственно). Причем, оказалось, что если при малых концентрациях меди (4%, 6%, 14%) положение локального максимума на кривой рассеяния неизменно и средний корреляционный размер $L = 30–32 \text{ \AA}$, то при концентрации меди в 24% средний корреляционный размер рассеивающего кластера много больше ($L > 48 \text{ \AA}$). Это хорошо коррелирует с утверждением, что в матрицах а-С:Н, легированных медью, концентрация 16–17% является пороговой и при увеличении концентрации в матрице формируются протекательные сети металлического типа. Кроме того, оказалось, что отжиг в вакууме образца с 14% Cu изменяет не только размерность фрактала, но и приводит к перестройке структуры кластера, т.е. формируется

другой тип рассеивающего фрактального кластера — объемный фрактал ($D = 2.9$) [3].

Структура нанокластеров ультрадисперсного алмаза в ходе структурно-фазового перехода

Другим примером фрактальных нанобъектов являются кластеры ультрадисперсного алмаза (УДА), полученные методом детонационного синтеза [5]. В [4] было установлено, что кластеры УДА имеют размер алмазных ядер (ОКР) 43 \AA , причем в УДА содержится малое количество аморфного алмаза и графита, и аморфная фаза располагается на поверхности алмазных ядер. Было показано, что структурно-фазовый переход алмаз-графит (СФП) в УДА начинается с поверхности кластера и образование этой фазы идет за счет алмазного ядра. Представлялось интересным изучить изменение топологии структуры (т.е. изменение фрактальной размерности) поверхности кластеров в ходе фазового перехода.

Исследования были выполнены на образцах УДА двух типов, различающихся кинетикой охлаждения продукта детонации: (1) газовый охладитель (углекислый газ) — «сухой синтез» и (2) водяной охладитель — «водный синтез» [4,5]. СФП осуществлялся при отжиге образцов УДА в потоке аргона при различных температурах (720–1400 К).

В качестве модели кластера УДА было принято следующее утверждение: кластер УДА представляет собой алмазное ядро (с sp^3 гибридизацией связей) и оболочку (в основном с sp^2 гибридизацией связей). Начальные стадии структурного СФП определяются структурой оболочки.

Оказалось, что структура поверхности нанокластера алмаза (но не алмазного ядра) существенно зависит от скорости прохождения области термодинамической нестабильности алмаза в процессе охлаждения продуктов детонации. При большей скорости охлаждения (водный синтез) образуются кластеры, обладающие фрактальной рассеивающей поверхностью ($D = 2.53$) вокруг ядра размером в $L = 44 \text{ \AA}$. При меньшей скорости охлаждения (сухой синтез) — объемные фрактальные кластеры $D = 2.8$ и $L \geq 50 \text{ \AA}$. В последнем случае резкая межфазная граница между алмазным ядром и аморфной оболочкой отсутствует.

Причиной возникновения разного типа рассеивателей в образцах, полученных в различных условиях, является разное количество аморфной фазы, образовавшейся на алмазных ядрах, в результате обратного перехода алмаз-графит во время охлаждения продуктов детонации. Сами же алмазные ядра не различаются ни по структурным параметрам, ни по размерам. Следовательно, рассеяние излучения происходит на оболочке, покрываю-

щей алмазное ядро и состоящей из аморфизованной фазы. Из сравнения диаметров фрактального рассеивателя с размером алмазного ядра видно, что для образцов разного типа синтеза толщина оболочки различна. Следовательно, толщина оболочки составляет около 5 \AA для образца «сухого» синтеза и порядка атомного расстояния для образца «водного» синтеза.

Отжиг образцов УДА в инертной атмосфере изменяет не только размерность фрактала, но и его тип. Это связано с образованием в процессе ФП УДА водного синтеза при $T = 850 \text{ K}$ сетки из плотных углеродных сферических частиц, внутри которой располагаются разрозненные кластеры УДА ($D = 3.0$, $L = 15 \text{ \AA}$). При более высокой температуре отжига ($T > 1100 \text{ K}$) sp² оболочка кластера УДА начинает активно участвовать в процессе графитизации, что приводит к образованию объемных фрактальных кластеров ($D = 2.8$, $L > 50 \text{ \AA}$). Независимо от типа синтеза материала после отжига при 1100 K УДА приобретает тип объемного фрактального рассеивателя с развитой периферией. Этот факт коррелирует с утверждением, что при такой температуре фазовый переход идет за счет (111) плоскостей алмазного ядра. Образующиеся объекты представляет собой локальные сферические объекты слоистой структуры (так называемая «луковичная» форма углерода).

Эта работа выполнена при поддержке персонального гранта мэрии Санкт-Петербурга, МОПОР и РАН М97-2.2К-852, а также частично поддержана Российской исследовательской программой «Фуллерены и Атомные кластеры» грант 94007, грантами РФФИ № 97-03-32273-а, № 97-02-18110-а, Государственной Российской программой «Физика Твердотельных Наноструктур».

Литература

- [1] В. Гиббс. *Термодинамические работы*, Гостехиздат, 1977.
- [2] А.И. Русанов. *Фазовые равновесия и поверхностные явления*, Л., Наука, 1967.
- [3] В.И. Иванов-Омский, В.И. Сиклицкий, С.Г. Ястребов. *ФТТ*, **40**(3), 185–189, (1998).
- [4] А.Е. Алексенский, М.В. Байдакова, А.Я. Вуль, В.Ю. Давыдов, Ю.А. Певцова. *ФТТ*, **39**(6), 158–167, (1997).
- [5] М.В. Байдакова, А.Я. Вуль, В.И. Сиклицкий, Н.Н. Фалесев. *ФТТ*, **40**(2), (1998).

Компенсация влияния дальнедействующих кулоновских полей на амплитуду электронного захвата в высокоэнергетических ион-атомных столкновениях

И. Ю. Степанов

*Санкт-Петербургский государственный морской технический университет,
198262 Санкт-Петербург, Россия, эл. почта: vmp@mail.rcm.ru*

Электронная волновая функция задачи столкновения трех частиц с перестройкой:

$$Z_P + (Z_T + e) \rightarrow (Z_P + e) + Z_T \quad (1)$$

для кулоновских потенциалов имеет существенные особенности по сравнению с аналогичной функцией для короткодействующих потенциалов. Эта функция удовлетворяет уравнению Шредингера при асимптотически больших межъядерных расстояниях только при корректном учете дальнедействующей природы кулоновских полей, которая приводит к возникновению кулоновских искажающих факторов [1–3]. Неисчезающие асимптотики этих факторов имеют вид кулоновских логарифмических фаз, а сами факторы зависят от выбора того или иного приближения искаженных волн (ИВ).

Приближения с искаженными волновыми функциями удовлетворяют правильным граничным условиям и не содержат логарифмических расходимостей во втором и более высоких порядках теории возмущений с промежуточным каналом упругого рассеяния. Использование неискаженных волновых функций приводит к нарушению внутренней согласованности приближения, несмотря на то, что результаты, полученные в первом порядке могут казаться вполне приемлемыми.

Наличие в волновых функциях кулоновских искажений даже в их простейшей форме делает задачу вычисления амплитуды электронного перехода достаточно сложной.

В настоящей работе мы предлагаем произвести фазовое преобразование электронной волновой функции, которое позволит исключить искажение в одном из каналов реакции, приведет к зависимости искажающего фактора в другом канале от разности $\Delta Z = Z_T - Z_P$ между зарядами ядер мишени и снаряда, и будет удовлетворять правильным граничным условиям.

Рассмотрим уравнение Шредингера для реакции электронной переза-

рядки (1):

$$\left(-\frac{1}{2}\Delta_{r_T} - \frac{Z_T}{r_T} - \frac{Z_P}{r_P(t)} + \frac{Z_P Z_T}{R(t)} - i \frac{\partial}{\partial t} \right) \Psi_0(r_T, t) = 0, \quad (2)$$

в приближении метода параметра удара:

$$\vec{R}(t) = \vec{b} + \vec{v}t, \quad \vec{b}\vec{v} = 0, \quad (3)$$

где $\vec{R}(t)$ — вектор межъядерного расстояния, \vec{b} — параметр удара, \vec{v} — скорость столкновения, начало координат выбрано на ядре мишени. Известно, что любая функция независимого параметра t может быть добавлена в гамильтониан фазовым преобразованием волновой функции [1-3], которое не изменяет величины вероятности захвата $P(v, b)$ и полного сечения $\sigma(v)$ реакции (1).

Используя преобразование:

$$\Psi = \Psi_0 \exp \left(-i \frac{Z_P(Z_T - 1)}{v} \ln(vR - \vec{v}\vec{R}) \right), \quad (4)$$

можно исключить межъядерный потенциал из (2) и получить короткодействующий потенциал в начальном канале.

Применение стандартного подхода метода ИВ к преобразованному уравнению для функции Ψ :

$$\left(-\frac{1}{2}\Delta_{r_T} - \frac{Z_T}{r_T} - \frac{Z_P}{r_P(t)} + \frac{Z_P}{R(t)} - i \frac{\partial}{\partial t} \right) \Psi(r_T, t) = 0, \quad (5)$$

приводит к следующим матричным элементам $a^{-(+)}$ для *prior-* (*post-*) амплитуды перехода в первом порядке теории возмущений:

$$a^- = \langle \Phi_f | L_f \left| \frac{Z_P}{R} - \frac{Z_P}{r_P} \right| \Phi_i \rangle, \quad (6)$$

$$a^+ = \langle \Phi_f | L_f \left| W_f + \frac{Z_P}{R} - \frac{Z_P}{r_T} \right| \Phi_i \rangle, \quad (7)$$

где Φ_i и Φ_f — начальная стационарная и конечная движущаяся атомные орбитали, $L_f = L_f(\Delta Z)$ — искажающий фактор, $W_f = W_f(\Delta Z)$ — искажающий потенциал в конечном канале. Использование аргумента ΔZ вместо Z_T в выражениях для потенциала и искажения стандартного приближения ИВ даст нам величины L_f и W_f из уравнений (6-7).

Зависимость искажающего фактора от ΔZ отражает эффект компенсации дальнедействующих кулоновских искажений в начальном и конечном каналах. В случае $Z_T = Z_P = 1$ уравнения (6–7) приводят нас к приближению Джексона–Шиффа [4], в котором кулоновские искажения полностью скомпенсированы а волновые функции не содержат искажающих факторов.

Наличие искажающих факторов только в одном из каналов реакции со стандартным потенциалом метода ИВ может существенно упростить процедуру расчета сечений электронного захвата.

Литература

- [1] Dz. Belkic, R. Gayet and A. Salin. *Phys. Rep.* **56**, 279, (1979).
- [2] В.Н. Bransden and D.P. Dewangan. *Adv. Atom. Molec. Phys.* **25**, NY 343, (1988).
- [3] D.P. Dewangan and J. Eichler. *Phys. Rep.* **247**, 59, (1994).
- [4] J.D. Jackson and H. Schiff *Phys Rev.* **89**, 359, (1953).

Вопросы оптической однородности активных сред лазеров на стекле, активированном неодимом

С. Ю. Страхов, В. В. Лобачев

Балтийский государственный технический университет им. Д. Ф. Устинова

В процессе функционирования лазерной установки, в частности на неодимовом стекле, неизбежно приходится сталкиваться с ухудшением оптического качества активной среды (АС). В столь высокооднородном материале, как стекло, активированное неодимом, именно наведенные термооптические искажения являются основной причиной фазовых аберраций волнового фронта (ВФ), которые, в свою очередь, приводят к снижению направленности лазерного излучения [1,2]. Значительную долю искажений ВФ можно скомпенсировать, не прибегая к сложным методам активной коррекции [1-3]. Но такая «пассивная» коррекция (ПК), например, с помощью специальной подъюстировки зеркал телескопического резонатора [2,4], требует достоверной информации о структуре ВФ и динамике его деформации при функционировании лазера [5]. Однако следует отметить, что с помощью ПК полная компенсация искажений невозможна, т.к. последние в большинстве случаев имеют сложный многомасштабный характер, зависящий от набора факторов и, в частности, от режимов функционирования лазерной установки, размеров и формы активного элемента (АЭ), конфигурации осветителя и др.

В настоящей работе сделан анализ эффективности использования ПК для различных случаев путем оценки степени остаточного искажения — после коррекции — ВФ с помощью комплексных критериев оптического качества АС и излучения: дисперсии фазы ВФ, числа Штреля, нормированного угла расходимости излучения. Кроме этого, проведена структурно-параметрическая оптимизация эффективности твердотельного лазера с цилиндрическим АЭ, заключающаяся в выборе оптимальных режимов функционирования установки с заданными конструктивными характеристиками АЭ и системы накачки, и с обязательным учетом возможностей ПК. Показаны возможности практического улучшения качества излучения на основе подхода фазового сопряжения, заключающегося в создании искусственных условий, когда излучение последовательно проходит через участки или отдельные каскады АС, приобретая в них аберрации, взаимно компенсирующие друг друга.

Исследования проводились для случая осесимметричной накачки с радиальным распределением внутренних тепловых источников в цилиндри-

ческом АЭ, которое определялось по поглощению излучения накачки веществом стержня и по состоянию его боковой поверхности (полированная или диффузная). Подробно анализировался вопрос о влиянии конфигурации осветителя, т.е. числа и пространственного расположения ламп накачки относительно АЭ, степени диффузности отражателя, на качество лазерного излучения.

Численное моделирование процессов в АС проводилось с помощью специально разработанного пакета прикладных программ, включающего в себя модули расчета распределения радиации накачки в АЭ с учетом конфигурации осветителя, решения методом конечных элементов уравнения теплопроводности с внутренним источником энерговыделения и граничными условиями третьего рода, решения соотношений линейной упругости; расчета термооптических аберраций в АЭ и специальных алгоритмов быстрого преобразования Фурье для определения критериев оптического качества и угла расходимости излучения. Программный пакет проверен в процессе специальных экспериментальных исследований термодформаций сдвиговой интерферометрией и полярископией АЭ мощного лазера.

Литература

- [1] Ю.А. Ананьев. *Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения*. М., Наука, 1979.
- [2] А.В. Мезенов, Л.Н. Сомс, А.И. Степанов. *Термооптика твердотельных лазеров*. Л., Наука, 1986.
- [3] А.А. Мак, Л.Н. Сомс, В.Л. Фромзель, В.Е. Яшин. *Лазеры на неодимовом стекле*. М., Наука, 1990.
- [4] К.В. Дубинин, В.В. Лобачев, С.Ю. Страхов, А.В. Трилис. Пространственно-временные масштабы оптических искажений в цилиндрическом активном элементе мощного твердотельного лазера. *ИФЖ*, **70**, № 3, (1997).
- [5] А.В. Иващенко, В.В. Лобачев, С.Ю. Страхов, А.В. Трилис. Термонапряженное состояние и оптическое качество стеклянного активного элемента мощного твердотельного лазера. *ИФЖ*, **70**, № 6, (1997).

Компьютерное моделирование динамики полимерных цепей при больших деформациях

Ф. И. Торчинский

*Институт высокомолекулярных соединений РАН,
199004, Санкт-Петербург, Большой пр., д. 31, Россия*

Изучение влияния деформации и ориентации на конформационные и динамические свойства полимерных цепей является одной из наиболее современных и интересных тем в исследовании полимеров. В частности, такие исследования лежат в основе экспериментальных и теоретических работ, посвященных изучению свойств полимерных сеток.

Исследования проводились посредством компьютерного моделирования методом броуновской динамики. Рассматривалась модель цепи с заторможенным внутренним вращением и с тремя неравновероятными изомерами и потенциалом, близким к потенциалу полиэтилена. Было исследовано поведение цепи в дипольном и квадрупольном полях. Были исследованы конформационные и динамические характеристики цепи. До сих пор при исследовании этих свойств применялись модели, в которых не учитывалась заторможенность внутреннего вращения. Например, модель свободно-сочлененной цепи, вязкоупругая модель. Новизна представляемой работы состоит в том, что мы впервые использовали для таких исследований модели, учитывающие заторможенное внутреннее вращение.

При изучении конформационных характеристик мы получили зависимости вероятностей различных конформеров и их последовательностей от величины деформации или ориентации. Было исследовано поведение последовательностей конформеров, например, триад (последовательностей из трех конформеров). Результаты моделирования неплохо согласуются с результатами теоретических исследований модели цепи на тетраэдрической решетке, которые были также выполнены в нашей лаборатории.

Также было изучено влияние деформации и ориентации на механизм конформационных переходов. Оказалось, что однобарьерный механизм конформационных переходов сохраняется вплоть до больших степеней деформации и ориентации (до 80% от максимальной).

В ходе работы исследовали спектр нормальных мод полимерной цепи. Было обнаружено, что при деформации и ориентации он ведет себя по-разному. При деформации времена релаксации нормальных мод уменьшаются с ростом растяжения цепи. При ориентации спектр нормальных мод расщепляется на две ветви — продольную и поперечную. Времена ре-

лаксации растут или, соответственно, падают с увеличением степени ориентации. Это объясняется тем, что ориентирующее внешнее поле создает барьер, который звену цепи необходимо преодолеть при переориентации в направлении поля. При переориентации в перпендикулярном направлении такого барьера нет, в то время как потенциальная яма становится более узкой с ростом поля, что вызывает уменьшение времени релаксации нормальных мод в этом направлении.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (коды проектов 96-03-33833, 96-15-97401).

Исследование оптических свойств новой аллотропной модификации углерода — фуллеренов

А. В. Чугреев

ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Россия

Открытие многоатомных углеродных молекул, фуллеренов, вызвало большой интерес благодаря уникальным физико-химическим свойствам этих объектов и возможностям их практического применения.

Оптические спектры люминесценции и поглощения кристаллических фуллеренов (фуллеритов) и их растворов состоят из широких полос, обусловленных электронно-колебательными переходами с участием различных возбужденных состояний молекул фуллеренов. Однако значительная неоднородная спектральная ширина наблюдающихся полос препятствует получению детальной информации об электронных и колебательных состояниях молекул.

В работе предложен новый подход к исследованию электронной структуры молекул фуллеренов, основанный на эффекте Шпольского («метод кристаллической матрицы»), позволивший получить узколинейчатые оптические спектры этих молекул.

При температуре 2 К в спектрах поглощения и излучения молекул фуллеренов, внедренных в кристаллические матрицы ряда органических растворителей, наблюдается несколько десятков узких (с полушириной до 0.5 мэВ) линий, которые соответствуют чисто электронным и электронно-колебательным переходам между основным S_0 и возбужденными синглетным S_1 и триплетным T_1 состояниями молекулы. Методом селективной лазерной спектроскопии с высокой точностью определены величина синглет-триплетного расщепления и частоты колебательных мод, участвующих в оптических переходах, что позволило провести вибранный анализ спектра.

Использование предложенного метода открыло широкие возможности для исследования влияния внешних полей на структуру электронных уровней молекул фуллеренов. Впервые наблюдался эффект Зеемана на молекуле фуллерена. Расщепление в магнитном поле линий излучения молекул C_{70} в области 1.3–1.5 эВ явилось прямым доказательством триплетной природы состояния, ответственного за это излучение. Величина зеемановского расщепления позволила впервые определить g -фактор электрона в состоянии T_1 ($g = 1.85$). В то же время, не зарегистрировано влияния магнитного поля на спектр излучения молекул в области 1.6–1.9 эВ. Это поведение характерно для орбитально невырожденных синглет — синглет-

ных переходов в молекуле.

Исследованы спектры возбуждения люминесценции матрично-изолированных молекул фуллеренов. Определена электронно-колебательная структура первого возбужденного состояния молекулы C_{70} . Проведено сравнение колебательного спектра молекулы в основном и первом возбужденном состояниях.

Дифференциальные характеристики вторично-ионной и ионно-электронной эмиссии и структура материала

А. В. Филлимонов, Н. Н. Петров

Санкт-Петербургский государственный технический университет

Целью работы является экспериментальное изучение модификаций масс-спектров вторичных ионов и энерго-спектров вторичных электронов при ионно-электронной эмиссии при изменении структуры материала.

Измерения вторично-ионных масс-спектров проводились на ионном микроанализаторе IMS-4f в стандартных для этого прибора условиях. Образцы облучались ионами Ar^+ или O^{2+} с энергией 5,5 кэВ при плотностях тока пучка от 10 до 1000 мкА/см². Регистрировались масс-спектры вторичных ионов в диапазоне масс 0–250 а.е.м. с разрешением $M/\Delta M = 500$. Давление остаточных газов в приборе не превышало $2 \cdot 10^{-9}$ торр при применении криогенной откачки.

Измерения спектров оже-электронов при ионном возбуждении проводились на растровом оже-спектрометре РНИ-660. Возбуждение оже-электронов осуществлялось ионами Ar^+ , ускоренными разностью потенциалов 5 кВ. В качестве объекта исследования были выбраны углерод, кремний и алюминий.

Установлено, что структура масс-спектров вторичных ионов для углеродных лент с различной степенью упорядоченности имеют существенные различия, причем последние связаны с изменением относительного выхода многоатомных (кластерных) ионов C_n^+ . Для $n < 4$ относительный выход кластерных ионов практически одинаков, но для частиц с большим n наблюдаются различия, причем для лент с более упорядоченной структурой (большее давление) выход кластеров выше, и для $n = 7-8$ оно превышает порядок. Измерение структуры энергетических спектров электронов при электронном и рентгеновском возбуждении для таких образцов дало практически одинаковый результат. При введении пластической деформации в образец Al относительный выход кластерных ионов Al_n^+ с $n > 3$ заметно изменялся, причем для деформированного образца он был заметно меньше (в 5–10 раз). Для наблюдения влияния кристаллографической структуры вещества были проведены измерения с монокристаллическим кремнием. По мере аморфизации Si относительный выход кластерных ионов изменяется, причем эти изменения различаются для различных n . Общая тенденция — выход кластерных ионов по мере аморфизации образцов уменьшается. Это качественно согласуется с результатами, полученными для

углерода. Однако зависимость выхода ионов от числа атомов в кластере n носит иной характер: изменение выхода ионов Si немонотонно зависит от n (для четных n зависимость от t — степени аморфизации — очень слабая, тогда как для нечетных — очень четкий спад).

Для наблюдения за влиянием пластических деформаций использовалась алюминиевая лента, часть поверхности которой подвергалась сжатию на гидравлическом прессе. Наблюдаемые оже-спектры при электронном возбуждении совпадают по форме с данными, приводимыми в атласах и в пределах точности эксперимента одинаковы для обоих образцов. Напротив, аналогичные спектры, полученные при ионном возбуждении, указывают на существенную разницу между исходными и деформированными образцами. Если для исходных спектров структура близка к известным из литературы данным и почти не зависит от j , то после введения деформации форма спектра заметно меняется — увеличивается относительная амплитуда низкоэнергетических сателлитов и резко возрастает пик 68 эВ ($L_{23}MM$), достигая по величине амплитуды пика 63 эВ ($L_{23}VV$). Кроме того, наблюдается отчетливая зависимость формы спектра от j , ее увеличение приводит к относительному росту пика ($L_{23}MM$). Отсутствие изменений спектров ЭОС показывает, что заметного изменения энергетической электронной структуры металла при создаваемой нами пластической деформации не происходит, а следовательно, наблюдаемые при ионном возбуждении эффекты обусловлены спецификой этого процесса. Можно полагать, что все наблюдаемые эффекты обусловлены изменением развития каскадов упругих столкновений в твердом теле в результате изменения его структуры. Одновременно с возбуждением, атому мишени передается значительная (\sim кэВ) энергия поступательного движения, он выбивается из исходного положения и излучает частица, движущаяся в твердом теле или в вакууме. После деформации изменяются межатомные силы, что влияет на формирование состояния движущейся частицы, по-видимому, растет время в течении которого движущийся атом находится в состоянии с ионизованной внешней оболочкой. Кроме того, увеличение атомной плотности при деформации должно приводить к увеличению плотности валентных электронов в металле, что увеличивает вероятность их участия в оже-переходах.

Оптические свойства квантовых точек InAs на поверхности GaAs(100) разориентированной в направлении [001]

Р. Б. Юферев

Санкт-Петербургский государственный университет

В данной работе исследовалось поведение структур, содержащих слой InAs толщиной 3 и 1.8 монослоя (МС) на поверхности GaAs[100], разориентированных на 0° , 3° , 5° , 7° в направлении [001]. При возбуждении титан-сапфировым лазером с длиной волны 720 нм наблюдается широкая длинноволновая полоса, которую обычно связывают с излучением квантовых точек, и излучение в области края поглощения арсенида галлия 1.514, 1.507 и 1.491 эВ, которое мы относим, соответственно, к излучению свободного, связанного экситонов и акцепторного состояния, вызванного углеродом.

В наших экспериментах, выполненных при $T = 4.28$ К, наблюдался один максимум при 1.37 эВ, соответствующий излучению квантовых точек. При повышении температуры возникает второй более длинноволновый максимум при энергии 1.21 эВ, который начинает превалировать при $T = 296$ К. Спектральное положение этих максимумов несколько различно и зависит от размеров квантовых точек и ориентации подложки. Получены спектры возбуждения фотолюминесценции для полосы квантовых точек (при энергии детектирования 1.37 эВ) и полосы 1.49 эВ, связанной с присутствием углерода. Полоса квантовых точек возбуждается из области квантовых ям InAs и весьма интенсивно — из области поглощения GaAs. Четко наблюдается узкий максимум при 1.517 эВ, вызванный созданием экситонов в GaAs. Спектр возбуждения фотолюминесценции полосы 1.49 эВ имеет особенности в примесной области и в области связанных экситонов. Свободный экситон в этом случае проявляется как минимум. Отметим, что примесные состояния и связанные экситоны не наблюдаются в спектре возбуждения квантовых точек.

Нормированные спектры излучения квантовых точек для направления [001] и угла наклона подложки 5° при различном числе монослоев InAs показывают, что при уменьшении числа монослоев максимум спектра фотолюминесценции квантовых точек смещается в сторону высоких энергий, а полуширина его уменьшается с 80 мэВ до 33 мэВ, что согласуется, например, с результатами предыдущих работ, где подобный эффект наблюдался при изменении толщины от 5 монослоев до 3.

Исследованы спектры фотолюминесценции квантовых точек для на-

правления [001] и угла 0° , 3° , 5° , 7° . Четко видно, что с увеличением угла наклона максимум спектра фотолюминесценции квантовых точек смещается в высокоэнергетическую сторону от 1.25 до 1.37 эВ, а полуширина его уменьшается с 31 до 14 мэВ. Подобная тенденция — смещение в высокоэнергетическую сторону наблюдается и для других ориентаций подложки при изменении угла наклона. Однако сужение максимума особенно четко наблюдается для направления [001].

Поисковые проекты

Исследование природы центров и каналов излучательной релаксации в пористом кремнии

А. М. Апрелев, А. А. Лисаченко

НИИ физики, Санкт-Петербургский государственный университет

Пористый кремний (ПК), в отличие от аморфного и кристаллического, люминесцирует под действием электрического тока или света. Цвет излучения меняется от синего до красного и зависит от состояния поверхности. Для выбора адекватной модели необходимо знать энергетическую структуру плотности заполненных электронных состояний (DOS). Наиболее прямой способ зондирования DOS — ультрафиолетовая фотоэлектронная спектроскопия (УФФЭС).

В работе впервые представлены ФЭ спектры валентной зоны ПК. Особенностями работы являлись чрезвычайно низкий фон (10^{-4}) возбуждающего излучения ($h\nu = 8.43$ эВ) и исследования изменений спектра вследствие термо- и фотообработок в вакууме и в кислороде *in situ*.

В спектре выявлены два максимума ($E_{\text{СВ}} = 3.8$ и 3.2 эВ). Показана корреляция первого максимума с красной, а второго — с желто-зеленой люминесценцией. Установлено, что первый максимум соответствует поверхностным состояниям, а второй — объемным. Прогрев и УФ-облучение поверхности в кислороде подавляет первый максимум из-за образования на поверхности центров безызлучательной рекомбинации и увеличения отрицательного заряда поверхности за счет формирования на поверхности O_2^- и O^- . Оба процесса приводят к уменьшению интенсивности красной люминесценции в соответствии с моделью, в которой предполагается фотогенерация электронов в объеме, последующая диффузия к поверхности, на которой происходит их излучательная или безызлучательная рекомбинация (см. ссылки в [1]). Обработка ПК в кислороде приводит к появлению в спектре ряда пиков. Ожидается, что их сопоставление с термодесорбционным спектром кислорода позволит отнести каждый к конкретным кислородным комплексам.

Электронная структура пористого кремния изучена слабо. Поэтому, с целью проверки методики, провели аналогичные исследования на монокристаллических образцах ряда купратов. При этом обнаружили структуру спектра парциальной плотности заполненных электронных состояний

$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ в прифермиевской области $E_{\text{СВ}} < 4$ эВ. Анализ эволюции спектра при термо- и фотоактивированных обработках в СВВ и в кислороде позволил выделить в спектрах ряд пиков, обусловленных фотоэмиссией с кислородных орбиталей. Был проведен расчет границы области в пространстве ($E_{\text{СВ}}$, k_x , k_y), зондируемой в реальном эксперименте с учетом электронно-оптической схемы анализатора. Расчеты плотности заполненных состояний для зондируемой области проведены С.С.Назиным в ИФТТ РАН методом сильной связи. Отчетливо выражены состояния при гибридизации кислородных орбиталей с орбиталями меди, висмута, стронция. В экспериментальных разностных спектрах почти все пики совпадают с рассчитанными и носят О-Сu характер. При фотоактивированных адсорбции и десорбции изменяется пик 1.5 эВ (О-Вi), не затрагиваемый при термоадсорбции или термодесорбции. Это позволяет утверждать, что граничащий с вакуумом слой $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ образован слоем Вi-О. Подвижность кислорода из плоскостей Sr-О незначительна, поскольку пик при 2.3 эВ слабо проявляется в экспериментальных разностных спектрах. Таким образом, метод сильной связи позволяет рассчитать электронный спектр заполненных состояний в области $E_{\text{СВ}} > 1$ эВ. В области же $E_{\text{СВ}} < 1$ эВ необходимо дальнейшее развитие модели, возможно, в направлении учета электронных корреляций и неоднородности распределения кислорода по объему (см. ссылки в [2]).

При подготовке проведенных экспериментов создана система сбора информации и управления экспериментом с использованием встроенной в РС АТ платы, на которой выполнены модули цифрового ввода/вывода, счетчики, АЦП и ЦАП. Написано и отлажено программное обеспечение в среде визуального программирования LabVIEW.

Литература

- [1] А.М. Апрелев, А.А. Лисаченко, R. Laiho, A. Pavlov and Y. Pavlova. UV ($h\nu = 8.43$ eV) Photoelectron Spectroscopy of Porous Silicon near Fermi Level, *Thin Solid Films*, **297**, 142–144, (1997).
- [2] А.М. Апрелев, А.А. Лисаченко. Электронный спектр $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}$ в прифермиевской области по данным численных расчетов и УФ (8.43) фотоэлектронной спектроскопии, *Письма в ЖТФ*, (в печати) (1997).

Лазер-индуцированные процессы в гетерогенных средах

А. В. Беликов

Санкт-петербургский государственный институт точной механики и оптики

Развитие современной науки и техники связано с вопросами физики взаимодействия интенсивного лазерного излучения с гетерогенными средами, яркими представителями которых являются объекты живой природы — биоткани. Исследования последних лет в этой области привели к образованию нового научного направления — биомедицинская оптика, внутри которого физика разрушения биотканей лазерным излучением занимает одно из ведущих мест. Наиболее актуальным вопросом лазерной физики и технологии разрушения биообъектов является определение параметров световой волны, которые, наряду с эффективным удалением материала, не приводят к поражению (термическому, ударному и т.д.) окружающих место воздействия тканей. Интенсивное лазерное излучение, разрушая гетерогенную среду, кроме чисто оптических явлений, стимулирует возникновение тепловых, акустических и других процессов. Анализ этих лазер-индуцированных процессов позволяет получать информацию не только о характере распространения света, но и о состоянии гетерогенной среды.

Разрушение биотканей (в том числе твердых тканей зуба человека) субмиллисекундными лазерными импульсами происходит вследствие их быстрого нагрева в пучке высокоинтенсивного лазерного излучения за счет избирательного поглощения света. В этой связи подробно обсуждается роль лазер-индуцированного изменения коэффициента поглощения гидроксилapatита (основного компонента эмали и дентина зуба) и его влияние на эффективность лазерной абляции эмали и дентина зуба. Впервые представлены результаты исследования ИК-спектров поглощения продуктов лазерного разрушения. Показано, что в процессе лазерной абляции происходит уменьшение поглощения в полосе с максимумом около 3 мкм, что свидетельствует о уменьшении количества свободной воды в материале эмали. Наиболее интенсивно этот процесс протекает при 100°C, поскольку происходит испарение свободной воды, находящейся на поверхности образца и в порах большого размера. При температуре 100°C появляется пик поглощения соответствующий β -ориентации ОН-связи в гидроксилapatите. В диапазоне температур от 100°C до 300°C происходит удаление адсорбированной в объеме в процессе роста зуба воды. Далее при повышении температуры до 500°C мы наблюдали разрушение

α -ориентированной ОН-связи, что коррелирует с данными аналогичных исследований поведения ОН-групп в пористом стекле. С повышением температуры до 700°C происходит практически полное разрушение ОН-связи в гидроксилapatите эмали.

В работе представлены результаты исследования эффективности удаления твердой биоткани излучением YAG:Er лазера, длина волны генерации которого 2.94 мкм что, соответствует пику поглощения гидроксилapatита. Приведены результаты исследования влияния длительности лазерного импульса и особенностей его пиковой структуры на эффективность деструкции биологической гетерогенной среды. Обсуждены специфические особенности процесса формирования лазерной полости, определены основные стадии процесса лазерной деструкции эмали и дентина, представлена модель лазерного разрушения твердых биотканей.

Рассмотрены результаты исследования лазер-индуцированной акустической волны возникающей при взаимодействии интенсивных субмиллисекундных импульсов YAG:Er лазера с твердыми тканями зуба человека (эмаль, дентин). Как показали исследования авторов данной работы, при облучении эмали и дентина зуба наблюдается термооптическое возбуждение акустических колебаний в месте воздействия и окружающем его пространстве. При этом мощность образующейся акустической волны увеличивается с ростом мощности лазерного излучения и частоты модуляции светового потока. Эффективность преобразования энергии лазерного излучения в энергию акустической волны определяется характерной комбинацией теплофизических параметров среды и для тканей зуба составляет величину порядка 40%. В работе приведены результаты изучения временной структуры лазер-индуцированных акустических сигналов и зависимости энергии лазер-индуцированной акустической волны от плотности энергии лазерного излучения на поверхности твердой ткани зуба. Описаны особенности распространения лазер-индуцированной акустической волны в воздухе, полых и диэлектрических световодах. Эксперименты показали, что при разрушении эмали зуба лазерными импульсами с фиксированной энергией и длительностью акустическая волна возникает с некоторой временной задержкой относительно момента возникновения акустической волны при разрушении дентина. Подробно обсуждены характерные различия параметров лазер-индуцированной акустической волны, возникающей при контактной и неконтактной обработке эмали и дентина зуба. В частности, наличие ярко выраженной отрицательной полуволны в сигнале, регистрируемом при контактном режиме говорит, на наш взгляд, о существовании значительных деформаций в области взаимодействия, свя-

занных с достаточно сильными перемещениями массивных тел. По всей видимости, эффект вызван кинематической парой зуб-оптическое волокно. Низкочастотные колебания системы зуб-оптическое волокно приводят к увеличению импульса отдачи при контактном методе лазерной обработки твердых тканей зуба. Осцилляции присутствующие в сигналах как при неконтактном, так и при контактном режимах обработки, характеризуют процессы выноса мелких фракций разрушенного материала.

Анализ Фурье-образов регистрируемых акустических сигналов позволил найти спектральные особенности, присущие конкретному виду ткани. Это способствовало разработке на базе результатов настоящего исследования системы акустической обратной связи, управляющей параметрами лазерного импульса непосредственно в процессе абляции.

Эволюция огибающей нелинейного импульса в неоднородном световоде

М. А. Бисярин, И. А. Молотков

Санкт-Петербургский государственный университет

Благодаря стабильной геометрии, малым потерям и низкому порогу возбуждения нелинейных эффектов оптические волокна находят широкое применение при создании сетей связи, различных приборов и устройств и являются незаменимой средой для исследования фазовой самомодуляции, самовоздействия временных огибающих, вынужденного комбинационного рассеяния света и многих других явлений, обусловленных зависимостью показателя преломления среды от электромагнитного поля [1]. Эксперименты с оптическими солитонами в волокнах с аномальной и нормальной дисперсией материала волокна доказали, что в случае аномальной дисперсии в световоде возможно распространение «ярких», а в случае нормальной — «темных» импульсов. В градиентных световодах, в которых показатель преломления волокна зависит от поперечной координаты, распространение «ярких» импульсов возможно даже и при нормальной дисперсии материала [2].

В работах [3,4] распространение оптических солитонов в световодах было описано посредством асимптотической процедуры по малому параметру, характеризующему амплитуду импульса. Нестационарная эволюция мощных волновых импульсов рассматривалась в работе [5]. Существование стабильных состояний, образованных взаимодействием огибающих «яркого» и «темного» импульсов, доказано в [6]. Переход к субпикосекундному диапазону требует учета ряда дополнительных факторов [7,8], обусловленных сочетанием нелинейности среды и сверхкороткой продолжительности импульса.

Радиальная зависимость электромагнитного поля в распространяющихся «ярких» и «темных» импульсах рассматривалась в [9,10] в предположении о неизменности свойств волновода в продольном направлении. Продольная неоднородность была учтена в [11] на основе априорного постулирования возможности независимого анализа характеристик распространения импульса и поперечного распределения электромагнитного поля, однако этим методом оказалось невозможно описать изменение формы импульса в процессе его распространения.

Целью данной работы является исследование влияния слабой продольной неоднородности на эволюцию нелинейного импульса в градиентном

световоде. Распространение пикосекундного оптического импульса моделируется с помощью нелинейного волнового уравнения

$$\Delta u - f(u^2; s, n) \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \Gamma \frac{\partial u}{\partial t} = 0,$$

записанного в переменных s и n — криволинейных координатах в окрестности оси световода (s — продольная, n — поперечная). Слабая нелинейность процесса характеризуется посредством малого параметра ϵ — величиной такого порядка считается амплитуда электромагнитного поля. Предполагается также, что слабая продольная неоднородность и слабая изогнутость световода таковы, что квадрат показателя преломления f зависит от медленной переменной $\sigma = \epsilon^2 s$, а кривизна оси задается функцией порядка ϵ^2 . Коэффициент поглощения Γ считается малым порядка ϵ^2 и зависящим только от σ . Принимается, что зависимость f от волнового поля подчиняется квадратичному закону.

Зависимость показателя преломления от поперечной координаты обеспечивает сосредоточенность волнового поля в окрестности оси световода. Сам же процесс распространения является трехмасштабным: высокочастотное заполнение модулируется огибающей, эволюция которой представляет собой средний по скорости процесс и сопровождается медленной вариацией амплитуды [12].

Поперечное распределение волнового поля и фаза высокочастотного заполнения для различных мод и гармоник определяется через собственные функции и собственные значения задачи Штурма–Лиувилля

$$\frac{\partial^2 u_m^{(l)}}{\partial n^2} + m^2 (\beta^2(n, \sigma) - r^2(\sigma)) u_m^{(l)} = 0, \quad \lim_{n \rightarrow \pm\infty} u_m^{(l)} = 0,$$

m — номер гармоники, l — номер моды, $\beta^2(n, \sigma)$ описывает сильную зависимость квадрата показателя преломления материала волокна от поперечной и слабую от продольной координаты. Собственное значение r^2 и собственная функция $u_m^{(l)}$ зависят от σ как от параметра. При квадратичной зависимости β^2 от координаты n характеристики основной моды могут быть выписаны в явном виде [13].

Использованием преобразования специального вида уравнение для огибающей основной моды сводится к нелинейному уравнению Шредингера

$$i \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} + H(y) |F|^2 F = 0,$$

в котором зависимость коэффициента от переменной y является проявлением слабой продольной неоднородности световода. Асимптотическое решение этого уравнения при малых y позволяет описать возникновение паразитного импульса формулой

$$f(\theta, y) = \frac{\sqrt{2}e^{i\theta}}{\operatorname{ch}(\theta - 2y)} \left[1 - \frac{8\sqrt{2}h_1y^3}{3\operatorname{ch}^3(\theta - 2y)} \left(1 - \frac{5}{4\operatorname{ch}^2(\theta - 2y)} \right) + O(y^4) \right] + \frac{\sqrt{2}h_1y^2}{\operatorname{ch}(\theta - 2y)} e^{i(\theta+\pi/2)} \left[1 + \frac{2\sqrt{2}h_2y}{3h_1\operatorname{ch}^2(\theta - 2y)} + O(y^2) \right].$$

Анализируя ее, можно установить, что возникший за счет продольной неоднородности импульс оказывается более узким, чем исходный, и выразить скорость этого импульса через параметры неоднородности.

М.А. Бисярин выражает глубокую благодарность Администрации Санкт-Петербурга и Министерству общего и профессионального образования Российской Федерации за финансовую поддержку данной работы.

Литература

- [1] *Волоконная оптика*, Труды Института общей физики Академии Наук. Т. 39. Москва, 1993.
- [2] M. Jain, N. Tzoar, *J. Appl. Phys.*, **49**, 4649, (1978).
- [3] И.Н. Сисакян, А.Б. Шварцбург, *ДАН СССР*, **269**, 105, (1983).
- [4] Y. Kodama, A. Hasegawa, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-23**, 510, (1987).
- [5] A.B. Shvartsburg, M.A. Zuev, *Opt. Quantum Electron.*, **12**, 95, (1980).
- [6] Y. Kivshar, *Opt. Lett.*, **17**, 1322, (1992).
- [7] E.A. Golovchenko, E.M. Dianov, P.V. Mamyshev, A.M. Prokhorov, *Opt. Quantum Electron.*, **20**, 343, (1988).
- [8] D.J. Frantzeskakis, K. Hizanidis, G.S. Tombras, I. Belia, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-31**, 183, (1995).
- [9] D.N. Christodoulides, R.I. Joseph, *Opt. Lett.*, **9**, 229, 408, (1984).
- [10] D.V. Svistunov, *Proc. SPIE*, **2943**, 134, (1996).
- [11] B. Bendow, P. Gianino, N. Tzoar, M. Jain, *J. Opt. Soc. Am.*, **70**, 539, (1980).
- [12] М.А. Бисярин, I.A. Molotkov, *Opt. Quantum Electron.* **24**, 303, (1992).
- [13] М.А. Бисярин, I.A. Molotkov, *Proc. SPIE*, **2943**, 24, (1996).

Анализ транспортных свойств в легированных ВТСП как метод изучения строения зонного спектра и механизма влияния различных примесей на свойства материала

В. Э. Гасумянц

Санкт-Петербургский государственный технический университет

Несмотря на многолетние теоретические и экспериментальные исследования высокотемпературных сверхпроводников, вопросы о генезисе проводящей зоны, особенностях строения энергетического спектра и механизме подавления сверхпроводимости при легировании различными примесями до сих пор не нашли однозначного ответа. Решение этих проблем необходимо для понимания природы нормального состояния, что, в свою очередь, важно для выяснения причин реализации эффекта высокотемпературной сверхпроводимости.

В качестве метода исследования строения зонного спектра ВТСП-материалов в нормальной фазе и особенностей его модификации под действием легирования в данной работе используется комплексный анализ электронных явлений переноса в нормальной фазе. Предложенная ранее и детально описанная в [1] феноменологическая модель зонного спектра позволила с единых позиций описать всю совокупность необычных особенностей температурных и концентрационных зависимостей кинетических коэффициентов (удельного сопротивления, коэффициентов термоэдс и Холла) в иттриевых ВТСП, а также определить значения основных параметров системы носителей заряда и проследить за их изменением в зависимости от состава образцов. В работе [2] данная модель была успешно применена к описанию свойств висмутовых ВТСП, что позволило сделать вывод об общности основных особенностей строения зонного спектра в этих двух системах, включая характер его трансформации под действием легирования. Накопленный опыт исследования ВТСП различных семейств показывает, что используемая модель является мощным инструментом исследования зонного спектра в нормальной фазе, позволяя проанализировать взаимосвязь между его параметрами и сверхпроводящими свойствами образцов и исследовать особенности механизма подавления сверхпроводимости различными примесями.

Ниже представлены наиболее значимые результаты, полученные в последнее время при исследовании ВТСП системы Y-123. На основе анализа большого набора данных для легированного Y-Ba-Cu-O показано, что при замещениях в различных катионных подрешетках существует универсаль-

ная корреляция между значением критической температуры и эффективной шириной проводящей зоны. Это позволяет связать наблюдаемое при легировании Y-123 падение T_c с изменением параметров зонного спектра, приводящим к падению значения плотности состояний на уровне Ферми. Для системы Y(Pr)-Ba-Cu-O обнаружено, что увеличение содержания празеодима приводит к крайне слабому росту степени заполнения проводящей зоны электронами, вызывая в то же время значительное расширение этой зоны, сопровождающееся сильной локализацией носителей заряда [3].

Сравнительный анализ этих результатов и данных, полученных ранее для системы Y-123 в случае неизоэлектронных замещений в узлах бария и меди позволяет заключить, что валентность празеодима в данном соединении близка к значению 3^+ , а основной причиной подавления сверхпроводящих свойств Y-123 празеодимом является вызываемая им сильная модификация зонного спектра. Было также подробно проанализировано влияние примеси кальция, как в Y(Ca)-Ba-Cu-O, так и при двойных замещениях в Y(Ca)-Ba(La)-Cu-O и Y(Ca)-Ba-Cu(Co)-O. Показано, что специфика влияния кальция вызвана не только его меньшей, по сравнению с иттрием, валентностью, но и внесением им дополнительных состояний в проводящую зону, что оказывает определяющее воздействие на вид температурных зависимостей кинетических коэффициентов и значение T_c в образцах, легированных данной примесью.

В заключение укажем, что нами впервые исследовано поведение коэффициента Нернста-Эттингсгаузена в Y-123 в нормальной фазе при последовательном отклонении от стехиометрии [4]. Совместный анализ данных для четырех кинетических коэффициентов позволил получить информацию о подвижности и механизме рассеяния носителей заряда, а также сделать выводы о характере их изменения при варьировании состава образцов.

Литература

- [1] V.E. Gasumyants et al., *Physica C*, **248**, 255 (1995).
- [2] V.E. Gasumyants et al., *Phys. Rev. B*, **53**, 905 (1996).
- [3] В.Э. Гасумянц и др., *ФТТ*, **39**, 1520 (1997).
- [4] V.E. Gasumyants et al., *Physica C*, **282-287**, 1279 (1997).

О проблеме стабильности в $O(N)$ нелинейной сигма модели

А. Н. Манашов, С. Э. Деркачов

Санкт-Петербургский государственный университет

Как хорошо известно, учет флуктуаций вблизи точки фазового перехода приводит к тому, что критические размерности физических величин оказываются отличными от их канонических значений. Положение самой точки фазового перехода определяется несколькими операторами низшей критической размерности — инфракрасно существенными (ИК) операторами. Поскольку, обычно оказывается, что разность между критической и канонической размерностями — аномальная размерность — оказывается небольшой, об ИК существенности оператора можно судить по его канонической размерности.

В работах [1-3], при исследовании некоторых моделей в $d - 2$ разложении, было обнаружено, что операторы определенного вида, будучи канонически ИК несущественными, приобретают в однопетлевом приближении большие аномальные размерности, что формально делает их ИК существенными. Этот результат, если он сохраняет силу и после учета высших поправок, означает, что негауссова нетривиальная фиксированная точка нестабильна по отношению к возмущению операторами данного вида.

Для оценки величины вклада высших порядков по $(d - 2)$, мы вычислили аномальные размерности операторов данного класса во втором порядке в $1/N$ разложении. Данный метод ($1/N$ разложение), являясь непертурбативным по своей природе, осуществляет эффективное пересуммирование рядов теории возмущений и связывает $(d - 2)$ и $(4 - d)$ разложения $O(N)$ векторной модели.

Нелинейная сигма модель, рассматриваемая непосредственно в критической точке, не является мультипликативно ренормируемой теорией, поэтому в данном случае стандартные методы ренормгруппы оказываются неприменимы. Эффективный метод для вычисления критических экспонент произвольной системы смешивающихся при ренормировке операторов в порядке $1/N$ был развит в работе [4]. Мы строим обобщение этого метода для вычислений в порядке $1/N^2$. Было показано, что точный вид скелингового оператора почти однозначно фиксируется конформной инвариантностью теории и может быть определен без явного вычисления матрицы смешивания в порядке $1/N^2$. После вычисления 26 диаграмм в порядке $1/N^2$ было получено выражение для аномальных размерностей

интересующих нас операторов [5].

Анализ полученных выражений показал, что поправки высших порядков по $(d - 2)$ крайне существенны для воспроизведения правильного результата для критических размерностей операторов данного класса. Учет поправок высших порядков в рамках в рамках $1/N$ разложения ведет к естественному решению проблемы стабильности.

Литература

- [1] V.E. Kravtsov, I.V. Lerner and V.I. Yudson, *ЖЭТФ*, **94**, 259, (1988).
- [2] V.E. Kravtsov, I.V. Lerner and V.I. Yudson, *Phys. Lett. A*, **134**, 245, (1989).
- [3] F. Wegner, *Z. Phys. B*, **78**, 33, (1990).
- [4] F. Wegner, *Nucl. Phys. B[FS]*, **354**, 141, (1991).
- [5] А.Н. Васильев, А.С. Степаненко, *ТМФ*, **95**, 160, (1993).
- [6] S. Derkachov, A. Manashov, *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 1423, (1997).

Преобразование неклассического света в схеме с оптоэлектронной обратной связью

А. И. Трубилко

Российский государственный педагогический университет им. А. И. Герцена

При теоретическом анализе оптических схем с оптоэлектронной обратной связью (ОС) сформулированы две противоположные точки зрения на состояние света внутри петли ОС. В работах [1], основанных на квантовом формализме, показано, что ОС не приводит к образованию неклассической статистики, если исходный свет был классическим. Напротив в [2], где использована статистическая теория точечных процессов или балансный подход, предсказаны субпуассоновские состояния света. В [3] предпринята попытка анализа подходов и результатов для схем с ОС, при этом поддерживаются оптимистические теории. Заметим, что все известные обсуждения ограничиваются случаем исходного когерентного или классического света.

Основная цель данной работы — выяснить как влияет ОС на исходный неклассический свет. Приведенный анализ основан на стандартных моделях квантовой оптики, описывающих в частности поглощающие детекторы, которые измеряют нормальноупорядоченные корреляционные функции поля. Расчет наблюдаемых проведен на основе квантового формализма, сформулированного в терминах ланжевеновских уравнений, отвечающих уравнению Фоккера–Планка для нормально-упорядоченной квазивероятности, описывающей состояние поля и атомов.

По результатам расчета [4] можно сделать следующие выводы.

1. Для классического света на входе петли отрицательная ОС приводит к снижению шумов, однако не ниже дробового уровня.

2. Для неклассического поля на входе шумы выпущенного света всегда выше, чем у исходного. Здесь ОС разрушает квантовые свойства. Исключение составляет свет с полностью подавленными шумами, который воспроизводится без изменения.

3. Для неклассического света на входе в случае положительной ОС шумы выпущенного света могут быть меньше, чем его шумы без ОС. Это означает, что с помощью положительной ОС можно частично воспроизводить потерю квантовых свойств, происходящую из-за отражения от зеркала или другого пассивного поглотителя.

Литература

- [1] Д.Б. Хорошко, С.Я. Килин. *ЖЭТФ*, **106**, 1278, (1994); Н.М. Wiseman, G.J. Milburn. *Phys. Rev. A*, **49**, 1250, (1994).
- [2] А.С. Трошин. *Опт. и Спектр.*, **70**, 662, (1991); J.H. Shapiro, G. Saplakoglu, S.T. Ho, P. Kumar, M.C. Teich. *JOSA*, **B.4**, 1604, (1987).
- [3] Д.Н. Клышко, А.В. Масалов. *УФН*, **165**, 1249, (1995).
- [4] В.Н. Горбачев, А.И. Трубилко. *Опт. и Спектр.*, **82**, 932, (1997); В.Н. Горбачев, А.И. Трубилко. *Опт. и Спектр.*, **83**, 295, (1997).

Оглавление

Дипломные проекты	5
Вопросы моделирования распространения оптического излучения <i>Баскаев П.Ю.</i>	5
Эффекты нелинейного отражения и акустических возмущений в чистом Хе и его смесях с галогенсодержащими молекулами в лазерном поле <i>Деркач А.М.</i>	7
Преобразование светового поля растровой системой в формализ- ме матричной оптики <i>Жувикина И.А., Жувикин Г.В., Румянцев И.А.</i>	11
Расчет параметров тонкой структуры ряда конфигураций p^2 и p^4 <i>Капелькина Е.Л.</i>	14
Исследование колебательного характера релаксации рекомбини- рующей плазмы <i>Латышев Ф.Е., Горбунов Н.А.</i>	16
Восстановление скорости образования космогенных изотопов <i>Лазарев В.Е.</i>	19
Исследование параметрического возбуждения спиновых волн в одноосных ферритах <i>Назаров А.В.</i>	22
Модельное исследование гипохромного эффекта в ВУФ-области спектра для молекул, содержащих ароматические кольца <i>Овчинникова Н.Е.</i>	24
Исследование устойчивости спектра двумерной турбулентности относительно влияния слабой анизотропии <i>Рунов А.В.</i>	25
Аналитические модели регулярного и стохастического ускорения тяжелых ионов с учетом изменения их зарядов <i>Стовтюк М.Ф.</i>	27
Исследование спектров энергии электронов, бомбардирующих электрод в ВЧЕ разряде низкого давления <i>Черноизюмская Т.В.</i>	28
Новый подход к созданию «идеальных» гетерограниц квантовой ямы GaAs/AlAs <i>Чернышев А.Ю.</i>	30

Кандидатские проекты**32**

- Электронный парамагнитный резонанс эрбия в кристаллах карбида кремния
Баранов П.Г., Ильин И.В., Мохов Е.Н. 32
- Сравнительное теоретическое исследование пороговых токов в лазерных структурах на основе нитридов металлов III группы
Бугров В.Е. 34
- Исследование темновых и фотоиндуцированных процессов в гетерогенных системах с участием адсорбированного озона
Буланин К.М. 37
- Трехпетлевой ренормгрупповой анализ критического поведения модели, описывающей антиферромагнитные и структурные фазовые переходы в кристаллах со сложными видами упорядочения
Варнашев К.Б., Мудров А.И. 39
- Индукцированная шумом сверхчувствительность к слабым сигналам
Гинзбург С. Л., Пустовойт М. А. 42
- Внутрицепные и межцепные релаксационные процессы в сшитых полимерах
Гуртовенко А.А., Готлиб Ю.Я. 45
- Теоретическое исследование релаксации колебательной энергии атомов водорода, адсорбированных на поверхности алмаза и кремния
Ермошин В.А. 47
- Исследование спиновых корреляций в керамической системе $YBa_2(Cu_{1-x}Fe_x)_3O_y$ методом малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов
Копица Г.П., Рунов В.В., Окороков А.И. 49
- Тормозное излучение заряженных частиц на возбужденном атоме водорода или водородоподобных ионах
Король А.В., Оболенский О.И., Соловьев А.В. 52
- Формирование и эволюция пленочных структур редкоземельный металл–кремний
Кузьмин М.В. 55
- Теория эффекта Керра в сильных внешних полях.
Поворотной-изомерная модель
Люлин С.В., Готлиб Ю.Я. 58

Ренормализационная группа и высшие константы связи для трехмерной модели Изинга <i>Орлов Е.В.</i>	59
Рассеяние излучения средами, содержащими фрактальные нанокластеры <i>Сиклицкий В.И.</i>	61
Компенсация влияния дальнедействующих кулоновских полей на амплитуду электронного захвата в высокоэнергетических ион-атомных столкновениях <i>Степанов И.Ю.</i>	65
Вопросы оптической однородности активных сред лазеров на стекле, активированном неодимом <i>Страхов С.Ю., Лобачев В.В.</i>	68
Компьютерное моделирование динамики полимерных цепей при больших деформациях <i>Торчинский Ф.И.</i>	70
Исследование оптических свойств новой аллотропной модификации углерода — фуллеренов <i>Чугреев А.В.</i>	72
Дифференциальные характеристики вторично-ионной и ионно-электронной эмиссии и структура материала <i>Филимонов А.В., Петров Н.Н.</i>	74
Оптические свойства квантовых точек InAs на поверхности GaAs(100) разориентированной в направлении [001] <i>Юферева Р.Б.</i>	76
Поисковые проекты	78
Исследование природы центров и каналов излучательной релаксации в пористом кремнии <i>Апрелев А.М., Лисаченко А.А.</i>	78
Лазер-индуцированные процессы в гетерогенных средах <i>Беликов А.В.</i>	80
Эволюция огибающей нелинейного импульса в неоднородном световоде <i>Бисярин М.А., Молотков И.А.</i>	83
Анализ транспортных свойств в легированных ВТСП как метод изучения строения зонного спектра и механизма влияния различных примесей на свойства материала <i>Гасумянц В.Э.</i>	86

О проблеме стабильности в $O(N)$ нелинейной сигма модели <i>Манашов А.Н., Деркачов С.Э.</i>	88
Преобразование неклассического света в схеме с оптоэлектрон- ной обратной связью <i>Трубилко А.И.</i>	90