

## ОБЩАЯ ФИЗИКА

---

---

### НИЖНИЕ ВРАЩАТЕЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ МОЛЕКУЛЫ $\text{CF}_3\text{H}$ : СДВИГ И УШИРЕНИЕ ДАВЛЕНИЕМ

М.Ю. Третьяков, М.А. Кошелев

*Институт прикладной физики РАН*

М.В. Доронин, И.И. Жмогинова

*Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского*

Исследование столкновительных параметров линий спектра фтороформа ( $\text{CF}_3\text{H}$ ) имеет как фундаментальное, так и прикладное значение. Параметры линий, получаемые в эксперименте, необходимы для развития теории межмолекулярного взаимодействия. Прикладной интерес обусловлен тем, что  $\text{CF}_3\text{H}$  используется в качестве рабочего газа в технологических процессах при производстве полупроводников, тонких пленок с заданными свойствами и искусственных алмазов, а контроль за этими процессами осуществляется в том числе и методами микроволновой спектроскопии. Частоты линий спектра  $\text{CF}_3\text{H}$  хорошо известны из предыдущих исследований [1, 2]. Информация об уширении спектральных линий  $\text{CF}_3\text{H}$  давлением весьма ограничена. Насколько нам известно, лишь в одной работе [3] приведены экспериментальные и расчетные данные по параметрам уширения двух самых нижних вращательных переходов  $J' \leftarrow J = 1 \leftarrow 0$  и  $2 \leftarrow 1$  основного изотопомера молекулы  $\text{CF}_3\text{H}$  в основном колебательном состоянии. Информация о сдвигах частот линий давлением отсутствует.

В данной работе нижние вращательные переходы  $J' \leftarrow J = 2 \leftarrow 1$ ,  $3 \leftarrow 2$ ,  $4 \leftarrow 3$  и  $5 \leftarrow 4$  молекулы  $\text{CF}_3\text{H}$  исследовались с помощью микроволнового спектрометра с синтезатором частоты и радиоакустическим детектированием сигнала поглощения [4]. Для получения профиля поглощения использовалась амплитудная модуляция излучения и синхронное детектирование сигнала поглощения. Управление и сбор данных производились с помощью компьютера. В ходе эксперимента были получены записи линий переходов в диапазоне давлений 0.03-1.3 мм рт. ст. При давлении более 0.2 мм рт. ст. все  $K$  компоненты вращательных переходов сливаются в одну столкновительно-уширенную линию, параметры которой и определялись при обработке эксперимента. Для определения параметров самоуширения и самосдвига линий давлением использовалась математическая подгонка контура Лоренца к экспериментальным записям, полученным при различных давлениях. В модели также учитывались слабые линии, соответствующие возбужденным колебательным состояниям, как сумма независимых контуров Лоренца с одинаковыми ширинами,

такими же, как у основной линии. В процессе подгонки определялись центральная частота и полуширина линии в зависимости от давления, линейная регрессия которых определяет параметры сдвига и уширения соответственно.

Пример записи линии  $J=4\leftarrow 3$  при различных давлениях представлен на рис. 1. Вертикальными линиями на рис. 1 отмечены положения слабых линий, учтывавшихся при обработке. Зависимость параметра уширения линий  $\text{CF}_3\text{H}$  от вращательного квантового числа  $J$  представлена в графическом виде на рис. 2. Экспериментальные значения уширения, полученные в данной работе, показаны кружками. Точками и крестиками показаны соответственно экспериментальные и расчетные значения из работы [4]. Видно, что в пределах экспериментальной ошибки (она показана черточками внутри кружков), значения параметров уширения имеют плавную физически обоснованную зависимость от  $J$ . Экстраполяция зависимости к  $J=0$  дает значение 43.3 МГц/Торр, что неплохо согласуется с расчетным значением из работы [3] 44.0 МГц/Торр. Величина параметра сдвига частоты давлением так же плавно в пределах ошибок измерений уменьшается с ростом  $J$ , что качественно согласуется с существующими представлениями.

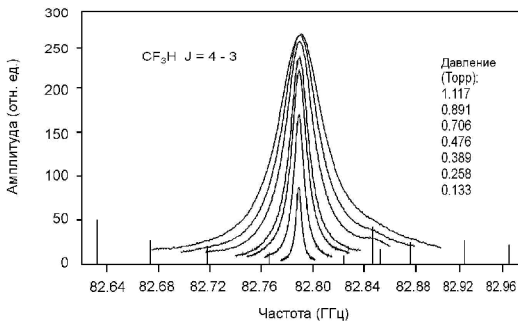


Рис. 1.

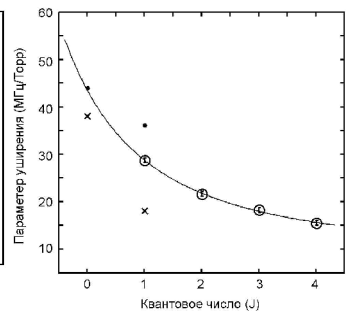


Рис. 2.

Параметры линий, полученные в ходе работы, представлены в таблице.

Переход, $J'\leftarrow J$	Самоуширение, МГц/Торр	Самосдвиг, МГц/Торр
2 $\leftarrow$ 1	28.7(5)	1.7(3)
3 $\leftarrow$ 2	21.6(5)	1.1(1)
4 $\leftarrow$ 3	18.2(5)	0.92(10)
5 $\leftarrow$ 4	15.5(5)	0.84(10)

Работа выполнялась при частичной поддержке РФФИ (грант № 03-02-16125).

- [1] Bocquet R. et al. //J. Molec. Spectrosc. 1994. V. 163. P. 291.  
 [2] Cazzoli G. et al. //J. Molec. Spectrosc. 1994. V. 163. P. 521.  
 [3] Birnbaum G. //J. Chem. Phys. 1967. V. 46, No. 7. P. 2455.  
 [4] Крупнов А.Ф. //Вестник АН СССР. 1978. №7. С. 18.

## **О ВОЗМОЖНОСТЯХ ПОЛУЧЕНИЯ 10АС ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА ПРИ ЛАЗЕРНОЙ ИОНИЗАЦИИ АТОМА**

**М.Ю.Емелин<sup>1)</sup>, М.Ю.Рябкин<sup>2)</sup>, А.М.Сергеев<sup>2)</sup>**

*<sup>1)</sup>Нижегородский госуниверситет, <sup>2)</sup>Институт прикладной физики РАН*

В последнее время большое внимание привлекает проблема получения электромагнитных импульсов аттосекундной длительности. Механизм генерации в наиболее распространенном методе – при лазерной ионизации атома – это синхронизованное внешним полем излучение электронов, вырываемых из атома, ускоряемых на части оптического периода, и сталкивающихся с родительскими ионами. В данной работе исследована принципиальная возможность генерации электромагнитных импульсов длительностью порядка 10 ас при лазерной ионизации атома.

До настоящего момента аттосекундные импульсы получают в режиме туннельной ионизации атома на нескольких периодах оптического поля. В этом случае генерируемое излучение оказывается размазанным по всей длительности ионизирующего импульса и сложным образом чирповано из-за наличия двух типов электронных траекторий в зависимости от времени ионизации атома: «длинных», приводящих к отрицательному частотному чирпу генерируемого излучения, и «коротких», приводящих к положительному чирпу. Для получения импульса аттосекундной длительности далее избавляются от вклада в излучение электронов, двигающихся по одному из типов траекторий, а у остального излучения чирп компенсируется. С помощью такого механизма генерации в настоящее время в эксперименте получают последовательности аттосекундных импульсов. Длительность наиболее коротких генерируемых импульсов составляет порядка 170 ас [1]. Получить существенно более короткие импульсы аналогичным образом не представляется возможным, так как для этого необходимо скомпенсировать чирп в гораздо более широком частотном диапазоне. То есть, в качестве компенсатора необходим материал с очень широким окном пропускания и имеющий дисперсию, устроенную так же, как организован чирп у генерируемого излучения.

Нами предлагается способ, также основанный на ионизационном механизме генерации, но позволяющий получать импульсы на порядок меньшей длительности. В качестве ионизирующего используется существенно более мощный лазерный импульс с крутым фронтом, в котором реализуется режим надбарьерной ионизации. Кроме того, в качестве рабочей среды используются возбужденные атомы. В этом случае ионизация происходит за небольшую часть оптического периода и далее электронный волновой пакет движется как единое целое. При этом поляризационный отклик системы будет состоять из двух всплесков излучения: первый – низкочастотный, связанный с процессом ионизации атома, второй – высокочастотный, длительность которого определяется временем пролета электронного волнового пакета мимо иона при возврате и может составлять всего десятки аттосекунд.

Проведенное нами исследование базируется как на полном численном решении уравнения Шредингера (методом операторного расщепления с использованием быстрого преобразования Фурье [2]), так и на аналитическом рассмотрении процесса генерации аттосекундного всплеска. Построенная нами теория основана на следующих допущениях: 1) электронная волновая функция при ионизации не искажается; 2) после ионизации кулоновский центр влияет лишь на движение электронного волнового пакета как целого и не приводит к искажению формы пакета, то есть в системе отсчета, связанной с центром электронного волнового пакета, его эволюция сводится к свободной диффузии. Исходя из этих допущений, была аналитически найдена форма электронного волнового пакета в произвольный момент времени, а также рассчитан поляризационный отклик атома при возвратном столкновении электронного волнового пакета с ионом [3]. Полученные аттосекундные всплески излучения хорошо согласуются с результатами полного численного моделирования. Из проведенных нами расчетов следует, что при ионизации атома водорода из возбужденных начальных состояний длительности генерируемых импульсов составляют 20–40 ас. Если же выделить только часть излучения, приходящуюся на водяное окно (2.3–4.4 нм), то для начальных 3S и 4S состояний атома водорода длительности генерируемых всплесков составят 15 и 12 ас соответственно.

Таким образом, использование режима надбарьерной ионизации атома из предварительно возбужденных состояний позволяет получать электромагнитные импульсы длительностью порядка 10 ас. Необходимо отметить, что при таких интенсивностях ионизирующего поля становится существенным магнитное поле лазерного импульса, приводящее к сносу электронного волнового пакета, который при возврате пролетит в стороне от иона, что в результате приводит к потере высокочастотной составляющей в поляризационном отклике системы. Чтобы этого избежать, можно проводить эксперимент в скрещенных пучках, один из которых ионизирующий, а интенсивность, поляризация и фаза второго подобрана так, чтобы компенсировать снос электронов в магнитном поле ионизирующего лазерного пучка. Нами также продемонстрирована возможность минимизации влияния магнитного поля при использовании в качестве рабочей среды молекулярных газов.

Данная работа выполнена при частичной поддержке Президентской программы поддержки ведущих научных школ РФ (школа «Нелинейная динамика оптических систем и высокочувствительные оптические измерения») и фонда некоммерческих программ «Династия».

- [1] López-Martens R., Varjú K., Johnsson P., Mauritsson J., Mairesse Y., Salières P., Gaarde M.B., Schafer K.J., Persson A., Svanberg S., Wahlström C.-G., and L'Huillier A. //Phys. Rev. Lett. 2005. V.94, №3. Art. no. 033001.
- [2] Feit M.D., Fleck J.A., Jr., and Steiger A. //J. Comput. Phys. 1982. V.47, №3. P.412.
- [3] Emelin M.Yu., Ryabikin M.Yu., Sergeev A.M., Chernobrovtsseva M.D., Pfeifer T., Walter D., and Gerber G. //Europhysics Letters. 2005. V.69, №6. P.913.

## ПРОХОЖДЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИ СИЛЬНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СКВОЗЬ СЛОЙ ЗАКРИТИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ

А.В.Коржиманов<sup>1)</sup>, А.В.Ким<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Нижегородский госуниверситет, <sup>2)</sup>Институт прикладной физики РАН

В последнее время повышенный интерес исследователей вызывает проблема взаимодействия сверхсильных лазерных полей с плазмой, что связано с впечатляющим развитием лазерных технологий, которые на данный момент позволяют получать импульсы оптического диапазона длительностью несколько фемтосекунд и интенсивностью до  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> [1]. Взаимодействие подобных импульсов с облучаемой мишенью приводит к испарению вещества, его ионизации и образованию плазмы. В то же время уже при интенсивностях излучения порядка  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> энергия осцилляций электронов во внешнем поле становится сравнимой с их энергией покоя, поэтому при исследовании проблемы необходим учет релятивистских эффектов [2].

Предметом исследования данной работы являются одномерные стационарные продольные структуры, возникающие в плоском однородном слое закритической плазмы конечной толщины, облучаемом нормально к поверхности монохроматической циркулярнополяризованной электромагнитной волной. В такой системе под действием пондеромоторных сил происходит деформация профиля концентрации плазмы в направлении распространения волны.

Для описания плазмы используется квазигидродинамическое приближение, причем динамикой ионов пренебрегается. Также не учитывается тепловое движение электронов, т.к. в практически интересных случаях энергия этого движения на один-два порядка меньше энергии их осцилляций. Электромагнитное поле описывается в терминах векторного и скалярного потенциалов с использованием кулоновской калибровки ( $\text{div}\mathbf{A}=0$ ). В этих предположениях для стационарной задачи получено следующее уравнение, определяющее распределение амплитуды векторного потенциала  $a$ .

$$\frac{d^2 a}{d\zeta^2} - \frac{a}{1+a^2} \left( \frac{da}{d\zeta} \right)^2 + \left( 1+a^2 - n_0 \sqrt{1+a^2} - \frac{s^2}{a^4} (1+a^2) \right) a = 0. \quad (1)$$

Здесь введено два параметра:  $n_0 = 4\pi e^2 N_i / m\omega^2$  – параметр закритичности плазмы, равный отношению невозмущенной концентрации плазмы к ее критическому значению для данной частоты излучения  $\omega$  ( $e$ ,  $m$  – заряд и масса покоя электрона соответственно,  $N_i$  – ионная концентрация, равная электронной в невозмущенном состоянии);  $s$  – нормализованная плотность потока электромагнитной энергии в направлении распространения. За  $\zeta$  обозначена продольная координата, обезразмеренная на длину волны излучения в вакууме.

Функция  $a(\zeta)$  однозначно определяет профиль концентрации электронов в слое. Вследствие пренебрежения температурой электронов, а, следовательно, и их

давлением, полученное уравнение имеет существенный недостаток: в определенной области значений амплитуды и ее первой производной концентрация может принимать отрицательные значения, что лишено физического смысла. Поэтому в работе предлагается конструировать решения из кусков решения уравнения (1), разделенных областями, лишенными электронов. Т.к. динамикой ионов пренебрегается, в этих областях для поля справедливо вакуумное уравнение следующего вида

$$\frac{d^2 a}{d\zeta^2} + \left(1 - \frac{s^2}{a^4}\right) a = 0. \quad (2)$$

На границах решения сшиваются исходя из непрерывности функции  $a(\zeta)$  и ее первой производной. Также в целом на весь плазменный слой дополнительно накладывается условие квазинейтральности.

Подобным образом может быть построено решение с произвольным числом электронных слоев, разделенных полостями. В работе было проведено исследование однослойной и двухслойной структур.

На рис.1 приведены зависимости коэффициента отражения по интенсивности от амплитуды падающего излучения для однослойного решения при двух значениях толщины слоя. Характерно спадание этой зависимости до нуля при непрерывном увеличении интенсивности поля. Также видно, что при больших толщинах слоя (верхняя кривая) наблюдается провал, связанный с отсутствием стационарных однослойных решений в некотором интервале амплитуд.

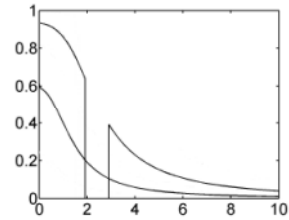


Рис. 1

На рис.2 приведена аналогичная зависимость для случая решения с двумя электронными слоями. Она носит гистерезисный характер, т.е. каждому значению амплитуды в общем случае соответствует несколько значений коэффициента (на рисунке отмечены только верхняя и нижняя границы возможных значений коэффициента). Характерно также отсутствие отражения для некоторого конечного значения амплитуды, что объясняется образованием резонатороподобных структур, в которых роль стенок играют электронные слои, между которыми и происходит накопление электромагнитной энергии. Такие структуры, возможно, могли бы быть использованы для усиления лазерного излучения. Проведенные исследования показали, что коэффициент усиления по интенсивности в них может достигать нескольких десятков даже в не очень плотной плазме ( $n_0 \sim 2-3$ ).

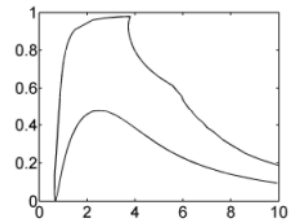


Рис. 2

[1] Brabec T., Krausz F. //Rev. Mod. Phys. 2000. V.72. P.545.

[2] Joshi C., Katsouleas T. //Physics Today. 2003. V.56. P.47.

## ОСЦИЛЛЯЦИИ СУБМИЛЛИМЕТРОВОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ InAs/AlSb С ДВУМЕРНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ

С.С.Криштопенко<sup>1)</sup>, А.В.Иконников<sup>2)</sup>, В.И.Гавриленко<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Нижегородский госуниверситет, <sup>2)</sup>Институт физики микроструктур РАН

Квантоворазмерные гетероструктуры на основе InAs представляют большой интерес для создания различных электронных и оптоэлектронных приборов, приборов спинтроники. Интересным представителем таких систем являются гетероструктуры InAs/AlSb. Следствием большой глубины квантовой ямы для электронов является наличие 2D электронного газа в квантовой яме даже в нелегированных структурах (Рис.1). Возможными «поставщиками» электронов в квантовую яму InAs считаются глубокие доноры в барьере AlSb и поверхностные доноры в покрывающем слое GaSb, который обычно выращивается для защиты AlSb от окисления на воздухе [1]. Концентрация 2D электронов в рассматриваемой гетеросистеме при низких температурах может изменяться благодаря явлению остаточной фотопроводимости (ОФП), т.е. изменению сопротивления при подсветке, которое сохраняется и после выключения подсветки. ОФП может быть как положительной, так и отрицательной, что является уникальным свойством данной гетеросистемы [2]. Положительная ОФП наблюдается при ИК фотоподсветке и связывается с ионизацией нейтральных глубоких доноров в барьерах AlSb. Отрицательная ОФП связывается с межзонной генерацией электрон-дырочных пар в AlSb при подсветке видимым излучением. Фотовозбужденный электрон движется во встроенном электрическом поле от квантовой ямы и захватывается ионизованным донором. Дырка, напротив, движется к квантовой яме InAs и рекомбинирует с электроном из квантовой ямы. Тем самым, концентрация 2D электронов уменьшается. Настоящая работа посвящена изучению зависимости осцилляций микроволновой фотопроводимости (ФП) от дозы межзонной подсветки. Такие осцилляции наблюдаются практически в любом двумерном газе носителей с высокой подвижностью. Они периодичны в обратном магнитном поле и аналогичны осцилляциям Шубникова-де-Гааза (ШдГ).

В работе исследовались образцы квадратной формы с волновым сопротивлением  $Z_{\text{в}} = 100 \text{ Ом}$ . В осцилляционном режиме сопротивление такого образца практически совпадает с холловским сопротивлением и соответственно квантуется при выпол-

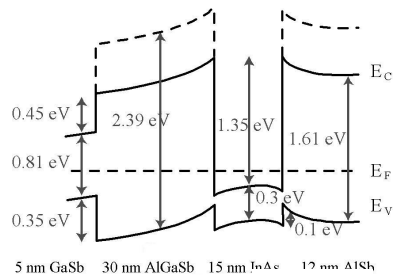


Рис. 1

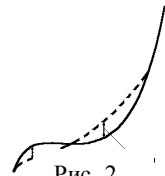


Рис. 2

нении условий квантового эффекта Холла (КЭХ) – Рис.2. При разогреве электронного газа падающим субмиллиметровым излучением ступеньки КЭХ сглаживаются (пунктир на Рис.2). Соответственно, на левом краю ступеньки имеет место уменьшение, а на правом – увеличение холловского сопротивления, что и приводит к осцилляциям фотоотклика (Рис.3,4), которые, как и осцилляции ШдГ (продольного сопротивления), периодичны в обратном магнитном поле [3]. По периоду осцилляций в обратном магнитном поле были получены значения концентрации

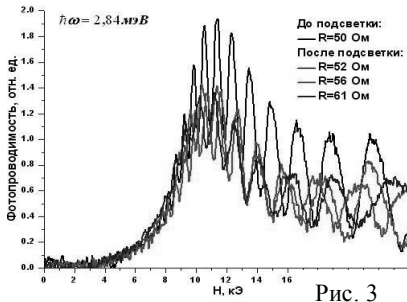


Рис. 3

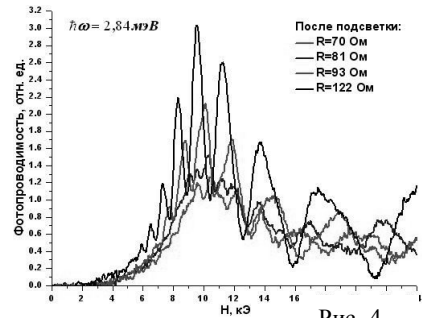


Рис. 4

2D электронов, которые представлены в

таблице. При некоторой дозе подсветки осцилляции «замываются» (см. Рис.4). Мы полагаем, что это свидетельствует о возникновении неоднородностей в образце. При дальнейшем увеличении дозы подсветки в образце вновь устанавливается однородное распределение носителей при существенно меньшей концентрации. С некоторого момента увеличение роста сопротивления при дальнейшей подсветке не сопровождается соответствующим уменьшением концентрации 2D электронов (см. таблицу и Рис.4). Это означает, что падает подвижность носителей заряда. Одновременно в этом интервале изменения сопротивления 93-122 Ом нарастает амплитуда осцилляций ФП. Представляется, что это может быть связано с возрастанием флуктуаций потенциала ионизованных примесей, что приводит к уменьшению подвижности. Одновременно должна возрастать и доля локализованных состояний, электронов на уровнях Ландау, которые, как известно, ответственны за КЭХ. В свою очередь это приводит к наблюдаемому росту амплитуды осцилляций микроволновой ФП.

R, Ом	$n_s, 10^{11} \text{cm}^{-2}$
50	6,96

R, Ом	$n_s, 10^{11} \text{cm}^{-2}$
52	6,56
56	6,54
61	5,88
70	4,55
81	3,71
93	3,14
110	3,02
122	2,89

- [1] G. Tuttle, H. Kroemer, J.H. English // J. Appl. Phys. 1989. V.65. P.5239.
- [2] C. Nguyen, B. Brar, C. R. Bolognesi, J. J. Pekarik, H. Kroemer, J. H. English // J. Electron. Mater. 1993. V.22. P.255.
- [3] Пендж Р., Гирвин С. // Квантовый эффект Холла, М., «Мир», 1989г.



## **ПРИМЕНЕНИЕ РАДИОАКУСТИЧЕСКОГО ПРИЕМНИКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ГАЗОВ: КАЛИБРОВКА И ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТЕЙ**

**Макаров Д.С., Кошелев М.А., Третьяков М.Ю., Шкаев А.П., Андрианов А.Ф.**

*Институт Прикладной Физики РАН*

Спектрометр с лампами обратной волны (ЛОВ) и радиоакустическим детектированием сигнала поглощения (РАД) уже долгое время используется в ИПФ для прецизионных спектроскопических измерений. Спектрометр работает во всем диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых волн, характеризуется высокой чувствительностью (до  $10^{-10}$  см<sup>-1</sup>) и относительной простотой и дешевизной конструкции. Ранее РАД-спектрометр применялся лишь для измерений центральных частот и ширин линий поглощения в газах. Исключение составляют работы [1] и [2], в которых концентрация газовых смесей определялась по амплитудам наблюдаемых линий с применением калибровочных образцов – смесей тех же газов. Целью работы является проверка возможности измерений интегральной интенсивности молекулярных линий с помощью РАД-спектрометра и оценка достижимой точности.

Сигнал в спектрометре формируется следующим образом: в ячейку подается амплитудно-модулированное излучение. В ячейке находится микрофон – конденсатор, одна из обкладок которого выполнена в виде мембраны. При поглощении излучения изменяется температура и давление газа. Колебания давления на частоте модуляции регистрируются мембраной и преобразуются в электрический сигнал.

Очевидно, что чувствительность акустической ячейки зависит от давления, т.к. с давлением изменяются акустические свойства газа. Для определения этой зависимости можно воспользоваться постоянством интегральной интенсивности линии поглощения при ее уширении давлением стороннего газа (парциальное давление поглощающего газа должно оставаться постоянным). Зависимость наблюдаемой в эксперименте интегральной интенсивности линии от давления должна совпадать в этом случае с зависимостью чувствительности акустической ячейки от давления.

Для определения этой зависимости были проведены несколько экспериментов с использованием современной версии спектрометра РАД [3]. В первом были исследованы вращательные переходы газов СО ( $J=3-2$  около 345 ГГц) и ОСS ( $J=28-27$  около 340 ГГц) в смеси с аргоном. Поскольку парциальное давление поглощающего газа в обоих случаях отличалось от давления аргона более чем на порядок, то чувствительность ячейки определялась свойствами стороннего газа – аргона, и зависимость чувствительности от давления в обоих случаях должна быть одинаковой (с точностью до множителя, зависящего от мощности излучения и интенсивности линии), что и было показано в эксперименте. Отношение интегральных интенсивностей линий СО и ОСS оставалось постоянным в диапазоне рабочих давлений акустической ячейки в пределах погрешности измерений (~ 5%

), определяющейся в основном нестабильностью мощности излучения ЛОВ во времени. Вторым эксперимент – уширение тех же линий давлением фтороформа ( $\text{CF}_3\text{H}$ ). На рис. 1 демонстрируется постоянство отношения, наблюдаемых в этом эксперименте, интенсивностей линий CO и OCS. На рис. 2 показаны функции зависимости чувствительности акустической ячейки от давления Ar и  $\text{CF}_3\text{H}$ , экспериментально определенные по измерению интегральной интенсивности линии  $J=28-27$  молекулы OCS. Необходимо отметить, что полученная таким образом функция чувствительности ячейки позволяет измерять величину интегральной интенсивности лишь в относительных единицах. Проблема определения абсолют-

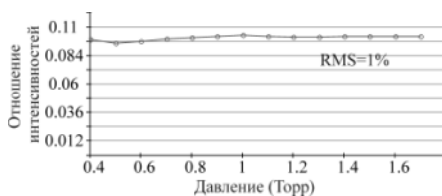


рис. 1

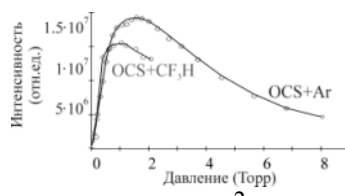


рис. 2

ного значения интенсивности легко решается с помощью калибровки ячейки при записи линии с известным коэффициентом поглощения в любой точке зависимости чувствительности от давления.

Таким образом, данные эксперименты показали возможность использования РАД-спектрометра в ряде задач, требующих измерения интегральной интенсивности и/или коэффициента поглощения линий при соответствующей калибровке акустической ячейки. Зная зависимость чувствительности ячейки от давления какого-либо звукопередающего газа можно определять концентрацию любого поглощающего газа, являющегося микропримесью в звукопередающем газе. Это нужно, например, при анализе исходных газовых смесей и промежуточных продуктов в технологических процессах. Другой фундаментально важной задачей является исследование эффекта интерференции спектральных линий, при столкновительном уширении. Эффект проявляется в том, что профиль поглощения в мультиплетах не совпадает с суммой контуров отдельных линий составляющих мультиплет. Для исследования этого эффекта необходимо измерение интегральной интенсивности мультиплета в зависимости от давления, что, как показали результаты данной работы, может быть сделано с помощью РАД-спектрометра. Достижимая в настоящее время точность измерения интегральной интенсивности линий составляет 5%.

Работа выполнялась при частичной поддержке РФФИ (гранты № 03-02-16125 и 05-02-17522-а).

[1] Г.Г. Девярых и др. Журнал аналитической химии, 41, (1986) 1812-1815.

[2] Б.А. Андреев и др. Журнал аналитической химии, 41, (1986) 1622-1625.

- [3] M.Yu. Tretyakov, M.A. Koshelev, V.V. Dorovskikh, D.S. Makarov, P.W. Rosenkranz, J. Molec. Spectrosc. 231 (2005) 1–14.

## УШИРЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ ВРАЩАТЕЛЬНОГО ПЕРЕХОДА $J=17\leftarrow 16$ МОЛЕКУЛЫ $\text{CF}_3\text{H}$ ДАВЛЕНИЕМ КСЕНОНА

М.Ю. Третьяков<sup>1)</sup>, М.А. Кошелев<sup>1)</sup>, Р.В. Михайловский<sup>2)</sup>, А.С. Павлычев<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Институт прикладной физики РАН, <sup>2)</sup>Нижегородский госуниверситет

Для развития теории межмолекулярных взаимодействий существует потребность в соответствующих экспериментальных данных, в частности есть необходимость исследования столкновительных параметров молекулярных спектральных линий в газовых смесях. В данной работе объектом исследования являлись спектральные компоненты вращательного перехода  $J=17\leftarrow 16$  молекулы фтороформа ( $\text{CF}_3\text{H}$ ), уширенные давлением ксенона (Xe). Выбор именно этих газов был обусловлен тем, что в спектре молекулы  $\text{CF}_3\text{H}$ , являющейся симметричным волчком и обладающей большим дипольным моментом, должны сильно проявляться разнообразные и сравнительно малоизученные столкновительные эффекты (уширение и сдвиги линий давлением, интерференция линий) определяющие профиль поглощения отдельных линий и полос, а использование одноатомного инертного газа в качестве столкновительного партнера существенно упрощает теоретические расчеты наблюдаемых эффектов.

Целью работы было исследование спектра поглощения вращательного перехода  $J=17\leftarrow 16$  молекулы  $\text{CF}_3\text{H}$  в смеси с Xe при различных давлениях, построение зависимостей ширины и центральных частот наблюдаемых линий от давления Xe, измерения соответствующих параметров уширения и сдвига и определение зависимости параметров от квантового числа  $K$ .

Для исследования использовался спектрометр с синтезатором частоты излучения и радиоакустическим детектированием сигнала поглощения. Управление частотой излучения и сбор данных производились с помощью компьютера. Применение 100% амплитудной модуляции излучения и синхронное детектирование сигнала молекулярного поглощения на частоте модуляции обеспечило соответствующие формы наблюдаемых линий коэффициенту поглощения излучения в газе. Для исключения влияния процессов адсорбции/десорбции поглощающего газа в стенках вакуумной системы на результаты измерений использовались три методики составления исследуемой смеси в газовой ячейке спектрометра: 1) добавление Xe к заранее приготовленной смеси  $\text{CF}_3\text{H}$  с Xe; 2) откачка приготовленной смеси; 3) напуск приготовленной смеси. Эксперимент считался удачным, если результирующие параметры спектральных линий совпадали в пределах ошибок измерений для всех трех методик. Пример записи спектра поглощения при парциальных давлениях  $\text{CF}_3\text{H}$  и Xe соответственно 0.021 и 0.407 Торр представлен на рис. 1.

Параметры наблюдаемых спектральных линий определялись методом математической подгонки модельной функции спектра в виде суммы контуров Фойгта с варьируемыми параметрами к экспериментальным записям спектра.

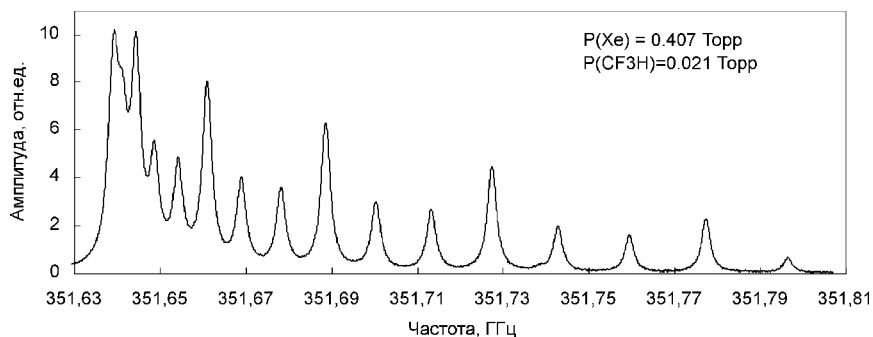


Рис.1

Критерием качества получаемых данных служила линейность зависимости столкновительных ширин линий от давления. По наклону этой зависимости определялись коэффициенты уширения наблюдаемых спектральных линий давлением. Итоговая зависимость коэффициента уширения компонент вращательного перехода  $J=17\leftarrow 16$  молекулы  $\text{CF}_3\text{H}$  давлением Хе от квантового числа  $K$  приведена на рис. 2.

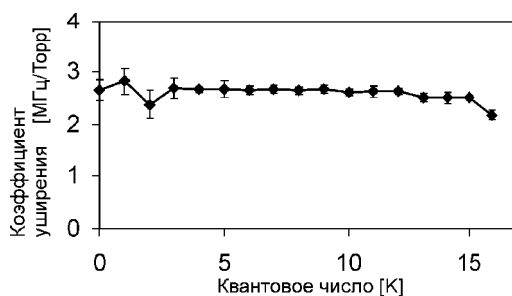


Рис.2.

Таким образом, в результате работы впервые измерены значения параметров уширения компонент вращательного перехода  $J=17\leftarrow 16$  молекулы  $\text{CF}_3\text{H}$  давлением Хе и определена зависимость уширения от квантового числа  $K$ . Кроме того сделана оценка максимальной величины параметра сдвига частот линий давлением Хе. Полученная информация имеет большое значение для развития теории межмолекулярных столкновений.

Работа выполнялась при частичной поддержке РФФИ (гранты № 03-02-16125 и 04-02-04003-ННИО\_а).

Сдвиг частоты компонент исследовавшегося перехода давлением Хе не наблюдался в пределах ошибки измерения, составляющей  $\pm 20$  кГц/Торр. Эксперимент показал хорошее согласие амплитуд и частот компонент перехода с результатами предшествующих исследований.

## **СИНХРОНИЗОВАННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ВОЛН ДВИЖУЩИМСЯ ИМПУЛЬСОМ ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО ТОКА**

**М.И. Бакунов, А.Л. Новоковская**

*Нижегородский госуниверситет*

Создание источников интенсивного перестраиваемого терагерцового (ТГц) излучения – одна из наиболее актуальных проблем современной физики. Большой интерес к ТГц излучению связан с широкими возможностями его практических применений для целей спектроскопии полупроводниковых и биологических образцов, управления химическими реакциями и манипуляции квантовыми состояниями в полупроводниковых ямах.

Одним из широко распространенных способов генерации ТГц излучения является воздействие короткими лазерными импульсами на поверхность полупроводника. Существуют два механизма такой генерации: возбуждение сверхбыстрых фототоков (линейный механизм) и оптическая ректификация (нелинейный механизм).

Механизм оптической ректификации основан на создании лазерным импульсом движущейся области нелинейной квазистатической поляризации. Если оптический импульс сильно сфокусирован и его групповая скорость превышает фазовую скорость ТГц излучения в среде, то движущаяся область нелинейной поляризации способна генерировать черенковское ТГц излучение подобно релятивистскому диполю [1]. В случае слабой фокусировки оптического импульса нелинейный источник является квазиплоским, и излучение плоской ТГц волны возможно лишь при выполнении условия синхронизма – равенства групповой скорости оптического импульса и фазовой скорости ТГц волны, что практически трудно достижимо.

В механизме сверхбыстрых фототоков оптический импульс порождает свободные носители в приповерхностном слое полупроводника, где присутствует «встроенное» электрическое поле, приводя тем самым к появлению короткого всплеска тока [2]. Всплеск тока может возникать также вследствие фото-Дембер эффекта, связанного с различием диффузионных скоростей фотоиндуцированных электронов и дырок [3].

Существующие схемы генерации ТГц излучения путем воздействия ультракороткими лазерными импульсами на поверхность полупроводника направлены на возбуждение объемного излучения. Недавно была предложена существенно иная схема генерации - возбуждение оптическим импульсом ТГц поверхностной волны, распространяющейся вдоль поверхности полупроводника [4]. Поскольку поверхностные волны являются медленными (их фазовая скорость меньше скорости света), то для синхронизованного возбуждения таких волн предлагается использовать ультракороткие лазерные импульсы с наклонным фронтом интенсивности. При падении такого импульса на поверхность полупроводника создается световое

пятно в виде линии, движущейся вдоль поверхности с досветовой скоростью. В качестве механизма создания связанного с пятном источника в работе [4] была рассмотрена оптическая ректификация. В настоящей работе для создания источника мы предлагаем использовать механизм сверхбыстрых фототоков.

Пусть на поверхность полупроводника падает слабо сфокусированный фемтосекундный лазерный импульс с наклонным фронтом интенсивности (рис. 1). Фазовые фронты импульса параллельны поверхности полупроводника  $y = 0$  (нормальное падение), а фронт интенсивности наклонен под углом  $\gamma$ . Световое пятно на поверхности полупроводника представляет собой полосу, ориентированную вдоль оси  $x$  и движущуюся в направлении оси  $z$  со скоростью  $V = ct \operatorname{ctg} \gamma$ . Вследствие слабой фокусировки падающий импульс можно считать двумерным (с независимыми от  $x$  полями). Выбирая  $\gamma > 45^\circ$ , можно обеспечить выполнение условия  $\beta < 1$ , где  $\beta = V/c$ , необходимого для синхронизованного возбуждения поверхностной волны.

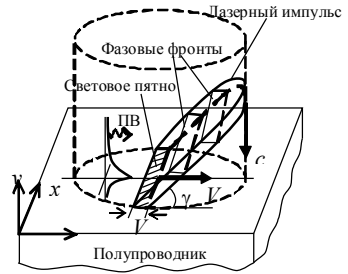


Рис. 1. Схема возбуждения ТГц поверхностной волны (ПВ): при нормальном падении лазерного импульса длительности  $\tau$  с наклонным фронтом интенсивности пятно ширины  $V\tau$  движется со скоростью  $V = c \operatorname{ctg} \gamma$

Поле излучения, возбуждаемое движущимся импульсом тока, рассчитывалось при помощи преобразования Фурье и методов контурного интегрирования. Фурье-образ магнитного поля имеет полюса на частотах  $\omega = \pm \omega_s$ , которые определяют частоту поверхностной волны  $\omega_s = \omega_p [1 + \epsilon_0^{-1} (1 - \beta^2)^{-1}]^{1/2}$ . Сумма вычетов в полюсах определяет амплитуду поверхностной волны. Наиболее подходящим для генерации поверхностной волны является узкий интервал углов наклона фронта интенсивности, чуть больших  $45^\circ$ . В этом интервале параметр  $\beta$  близок к единице, и  $\omega_s$  значительно меньше предельной частоты поверхностных плазмонов, следовательно, затухание поверхностной волны будет слабым. Например, чтобы получить  $\omega_s/2\pi = 3$  ТГц, нужно взять  $\omega_p/2\pi = 7,7$  ТГц (концентрация носителей  $N \approx 5.9 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) и  $\gamma = 45.2^\circ$ . Частоту возбуждаемой поверхностной волны можно изменять, меняя концентрацию носителей и угол наклона фронта интенсивности.

- [1] G. A. Askar'yan, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 42, 1360 (1962) [Sov. Phys. JETP 15, 943 (1962)]; Phys. Rev. Lett. 57, 2470 (1986).
- [2] [2] X.-C. Zhang, B. V. Hu, J. T. Darrow, and D. H. Auston, Appl. Phys. Lett. 56, 1011 (1990).
- [3] [3] T. Dekorsy, H. Auer, H. J. Bakker, H. G. Roskos, and H. Kurz, Phys. Rev. B 53, 4005 (1996).

- [4] [4] M. I. Bakunov, A. V. Maslov, S. B. Bodrov, and M. Hangyo, Conf. Digest 2004 Joint 29th Intern. Conf. Infrared and Millimeter Waves and 12th Intern. Conf. Terahertz Electron., Karlsruhe, 2004, 357-358.

## **РАСЧЁТ СПЕКТРОВ ОСНОВНЫХ ИЗОТОПОМЕРОВ МОЛЕКУЛЫ ВОДЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВАРИАЦИОННЫХ МЕТОДОВ.**

**Р.И.Овсянников<sup>1</sup>, Н.Ф.Зобов<sup>1</sup>, С.В.Ширин<sup>1</sup>, М.А.Костин<sup>1</sup>, О.Л.Полянский<sup>1</sup>, J.Tennyson<sup>2</sup>**

*<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН, <sup>2</sup>Университетский колледж Лондона*

Исследования спектра молекулы воды имеют огромное значение для многих областей науки. Особенно они важны при изучении атмосферы Земли и звёзд. Определенные спектроскопические характеристики молекулы воды также находят применение при исследовании процессов горения, в лазерной физике, производстве сверхчистых материалов. В атмосфере Земли водяной пар играет главную роль в поглощении солнечного излучения в инфракрасном и оптическом диапазонах, оказывая существенное влияние на радиационный баланс Земли и, таким образом, на климатические процессы. У молекулы воды, в отличие от кислорода и азота, есть большой постоянный дипольный момент, поэтому примерно 70 % поглощения излучения в атмосфере приходится на воду. Молекула воды обнаружена в пятнах на Солнце и в атмосферах холодных звезд. В ближнем инфракрасном диапазоне вода является основным источником непрозрачности атмосфер холодных, богатых кислородом звезд.

Теоретические исследования спектра воды важны для объяснения огромного количества экспериментальных данных, а также для моделирования спектра в условиях, которые невозможно получить в эксперименте.

Для расчёта молекулярных спектров используется приближение Борна-Оппенгеймера. Стационарное ядерное уравнение Шредингера решается с помощью вариационных методов. Для численных расчетов спектра водяного пара использовался набор программ DVR3D [1], разработанный проф. Джонатаном Теннисоном в Университетском колледже Лондона. Эти программы позволяют рассчитывать колебательно-вращательные уровни энергии связанных состояний трехатомных молекул, волновые функции и интенсивности переходов. Если добавить к ним реальные физические условия, то можно сгенерировать спектр трёхатомной молекулы.

Расчёты проводились в Межведомственном Суперкомпьютерном Центре РАН на суперкомпьютере МВС 1000М [2]. Суперкомпьютер состоит из 6 базовых блоков, каждый из которых включает в себя 64 двухпроцессорных модуля, что обеспечивает возможность параллельных вычислений.

Для расчётов спектра использовалась полуэмпирическая поверхность потенциальной энергии, полученная из обработки экспериментальных уровней энергии молекул  $\text{H}_2^{16}\text{O}$ ,  $\text{H}_2^{18}\text{O}$  и  $\text{H}_2^{17}\text{O}$  [3,4]. При оптимизации потенциала были использованы все данные для состояний с полным моментом импульса  $J = 0$ ,  $J = 2$  и  $J = 5$

(более 1800 уровней энергии) и 24 параметра. Расчеты с использованием этого потенциала воспроизводят экспериментальные данные со стандартным отклонением равным  $0.078 \text{ см}^{-1}$ .

В результате были рассчитаны уровни энергии и получены волновые функции молекул  $\text{H}_2^{16}\text{O}$ ,  $\text{H}_2^{18}\text{O}$  и  $\text{H}_2^{17}\text{O}$  с  $J$  от 0 до 15. С использованием численных волновых функций были рассчитаны все дипольные моменты переходов, разрешённые правилами отбора. Далее был проведен расчёт реальных спектров, используя дипольные моменты переходов и некоторые физические условия (температура).

Для идентификации переходов необходимо приписывание квантовых чисел расчётным уровням энергии молекулы. Существуют “хорошие” квантовые числа (полный момент импульса  $J$  и четности колебательно-вращательных уровней). Они автоматически приписываются расчетным уровням энергии. Остальные квантовые числа:  $\nu_1$ ,  $\nu_2$ ,  $\nu_3$ ,  $k_a$ ,  $k_c$ , являющиеся приближенными, могут быть приписаны различными методами. Основной метод приписывания, использованный в данной работе, основан на анализе зависимости энергий уровней от квантовых чисел [5]. В диапазоне до  $15000 \text{ см}^{-1}$  подобный метод даёт достаточно точный результат. Выше  $15000 \text{ см}^{-1}$  появляется неоднозначность приписывания. Для корректировки его результатов использовался метод, основанный на том, что диагональные элементы матрицы оператора квадрата координаты пропорциональны числу квантов возбуждения.

Для исследования поглощения в атмосфере Земли нами был рассчитан список линий (спектр) в диапазоне  $0 - 26000 \text{ см}^{-1}$ , при температуре  $296^\circ\text{K}$ . Расчёты по точности в несколько раз превосходят все предыдущие [6].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-16125).

- [1] Tennyson J., Kostin M.A., Barletta P., Harris G.J., Polyansky O.L., Ramanlal J., Zobov N.F. // *Comput. Phys. Commun.* 2004. №163. C85.
- [2] [www.jscc.ru](http://www.jscc.ru)
- [3] Ширин С.В., Полянский О.Л., Зобов Н.Ф. // Тр. 8-й научн. конф. по радиофизике. 7 мая 2004 г. /Ред. А.В.Якимов. –Н.Новгород: ТАЛАН, 2004, с.234
- [4] Shirin S.// *The complete spectroscopy of water: experiment and theory, International Colloquium –Nizhny Novgorod, May 20-23, 2004.* p.16.
- [5] Зобов Н.Ф., Полянский О.Л., Савин В.А., Ширин С.В.// *Оптика атмосферы и океана.* 2000. Т.13 . №12.
- [6] Partridge H. and Schwenke D.W. // *J. Chem. Phys.* 1997. V. 106. P. 4618.



## ОПТИЧЕСКОЕ ФОРМИРОВАНИЕ СПИРАЛЕВИДНЫХ ВОЛНОВЕДУЩИХ СТРУКТУР В ФОТОПОЛИМЕРИЗУЮЩИХСЯ КОМПОЗИЦИЯХ

С.Н. Менсов, Ю.В. Полуштайцев

*Нижегородский госуниверситет*

При оптическом формировании волноведущих структур в фотополимеризующихся композициях (ФПК) взаимное влияние световых пучков вызывает искривление синтезируемых каналов, приводящее к их пересечению или слипанию [1]. Однако возможны траектории, при которых наблюдается непересекающееся распространение пучков на протяженных трассах и при достаточно плотной упаковке создаваемых каналов. Получено, что начальное скрещивающееся расположение пучков может привести к формированию различных спиралевидных траекторий. В частности, определены начальные условия (взаимное расстояние и наклон) таких режимов распространения световых пучков, при которых по мере удаления от входной плоскости расстояние между каналами не изменяется – формируются устойчивые крутящиеся структуры.

Взаимовлияние гауссовых световых пучков между собой можно интерпретировать с помощью «линзовой» модели [1], основанной на последовательном характере формирования волноведущего канала в прозрачных ФПК. Согласно этой модели на начальной стадии процесса фотополимеризации гауссов световой пучок формирует вблизи входной плоскости локализованную область с неоднородным распределением показателя преломления. Она подобно линзе со светосилой  $p \approx 2 \cdot (H/H_0)^{\gamma} \cdot k \cdot \Delta n_{\max} \cdot \gamma \cdot (e^{1/\gamma} - 1)^{0.5}$  оказывает на пучок фокусирующее влияние. При этом эффективная фокусировка пучка шириной  $2a$  возможна лишь на расстоянии, не превышающем половины его дифракционной длины  $l_d = ka^2$ .

Для изолированного светового пучка такая оптически наведенная «линза» симметрична относительно его оси и дальнейшее распространение излучения происходит с сохранением начального направления. Таким образом, на дистанции  $l_d/2$  расстояние от центра пучка до продольной оси увеличится на  $\Delta\rho$  (см. рис.1):

$$\Delta\rho = \sqrt{\rho^2 - \frac{(l_d \cdot \text{tg}\beta)^2}{4}} - \rho \approx \frac{l_d^2 \cdot \beta^2}{8\rho}, \quad (1)$$

где  $2\rho$  – исходное расстояние между центрами пучков,  $\beta$  – малый угол наклона пучка в плоскости  $(y,z)$  к оси  $z$ .

Наличие другого пучка вызывает перераспределение суммарной интенсивности в начальном сечении  $J(r,0) = E_0^2 [\exp\{- (r+\rho)^2/a^2\} + \exp\{- (r-\rho)^2/a^2\}]$ . В результате,

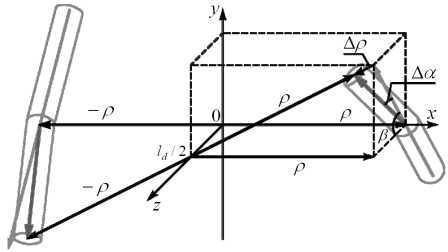


Рис. 1

взаимное влияние двух соседних световых пучков приводит к асимметричности формируемых линз, которая характеризуется смещением каждой из них в сторону другого пучка на расстояние  $\Psi(\rho)=q \cdot 2\rho/(1+q - q \cdot 8\rho^2/a^2)$ ,  $q=\exp(-4\rho^2/a^2)$ :

$$L_{1,2}(r) = \exp\left\{-ik \cdot \frac{\rho}{2} \cdot [r \pm \rho \mp \Psi(\rho)]^2\right\}. \quad (2)$$

Образовавшиеся «линзы» помимо фокусировки пучков будут изменять и направление их распространения с углом поворота  $\Delta\alpha$  к оси  $z$ . При этом, когда величина смещения центров пучков в результате их взаимодействия  $\Delta\alpha \cdot l_d/2 \approx -\Psi(\rho)/2$  компенсирует (1), т.е.:

$$\beta \approx \frac{2\sqrt{\rho \cdot \Psi(\rho)}}{l_d}, \quad (3)$$

на следующем этапе процесса самоканализации излучения в ФПК взаимное расстояние пучков не изменится, но каждый из них повернется относительно оси  $z$ .

Моделирование процесса формирования крутящихся структур в ФПК было проведено на основании численного решения системы уравнений [2]:

$$\left\{ \begin{array}{l} 2i \cdot \frac{\partial E'(x', y', z', H)}{\partial z'} = \Delta_{\perp} E'(x', y', z', H) + 2V^2 \cdot \Delta n'(x', y', z', H) \cdot E'(x', y', z', H) \\ \Delta n(x, y, z, H) = n(x, y, z, H) - n_0 = \Delta n_{\max} \cdot [1 - \exp\{-(-H(x, y, z, t)/H_0)^{\gamma}\}] \\ H(x, y, z, t) = \int_0^t |E(x, y, z, \tau)|^2 d\tau \end{array} \right. \quad (4)$$

Здесь  $E'=E/E_0$ ,  $\Delta n'=\Delta n/\Delta n_{\max}$ ,  $V=ka(\Delta n_{\max}/n_0)^{0.5}$ ,  $x'=x/a$ ,  $y'=y/a$ ,  $z'=z/l_d$ ,  $k$  – волновое число,  $n_0$  – показатель преломления мономера,  $\Delta n_{\max}$  – максимальное изменение

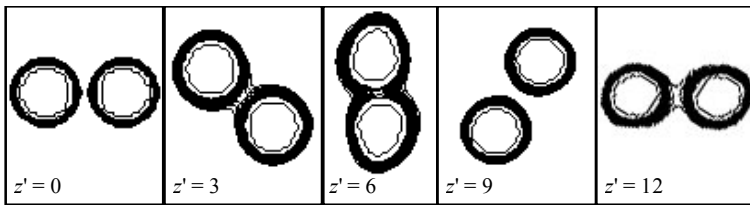


Рис. 2

показателя преломления ФПК,  $H_0$  и  $\gamma$  – параметры контраста композиции.

Результаты моделирования (см. рис.2, где представлено распределение показателя преломления в поперечных сечениях полимерных структур) полностью подтвердили соотношение (3). Спиралевидные волноведущие структуры также были оптически синтезированы в слабопоглощающей ФПК на основе ОКМ-2.

- [1] Вдовин В.А., Лонин А.Л., Менсов С.Н. //ЖТФ. 2001. Т.71,№7. С.67.  
 [2] Менсов С.Н., Полуштайцев Ю.В. //В кн.: Тр. 8-й научн. конф. по радиофизике. /Ред. А.В.Якимов. –Н.Новгород: ТАЛАН, 2004, С.140.

## О ПРИЧИНАХ ОГРАНИЧЕНИЯ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ ФОТОПОЛИМЕРИЗУЮЩИХСЯ КОМПОЗИЦИЙ ПРИ ЗАПИСИ ГОЛОГРАММ

С.Н.Менсов, А.В.Романов

*Нижегородский государственный университет*

В настоящее время фотополимеризующиеся композиции (ФПК) находят применение в качестве фоторегистрирующих сред. Входящий в их состав жидкий мономер, участвуя в химической реакции, которая инициирована воздействием оптического излучения, образует твердое, более плотное вещество – полимер. Поскольку показатели преломления мономера  $n_m$  и полимера  $n_p$  различны, это позволяет использовать ФПК для записи фазовых голограмм, обладающих высокой дифракционной эффективностью. Экспозиционная характеристика ФПК существенно зависит от диффузионных процессов [1]. Они приводят к уменьшению амплитуды формирующегося неоднородного распределения показателя преломления с ростом пространственной частоты регистрируемого светового поля. Однако вследствие того, что уменьшение градиента показателя преломления можно компенсировать увеличением толщины фоторегистрирующего слоя, здесь традиционно делается неправильный вывод о неограниченной разрешающей способности ФПК при записи узкополосных изображений – голограмм. В данной работе рассматривается влияние собственных шумов композиции на разрешающую способность ФПК.

Анализ экспозиционной характеристики ФПК проводился в рамках следующей диффузионной модели [1]:

$$\frac{\partial \Delta n'}{\partial t'} = V(\Delta n') + \beta \cdot \frac{\partial^2 \Delta n'}{\partial x'^2}, \quad (1)$$

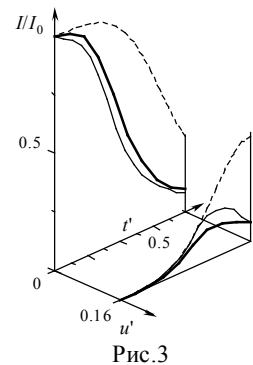
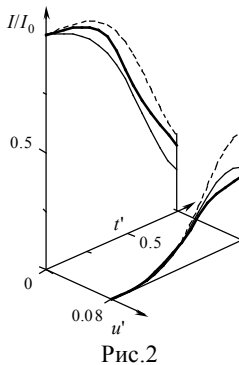
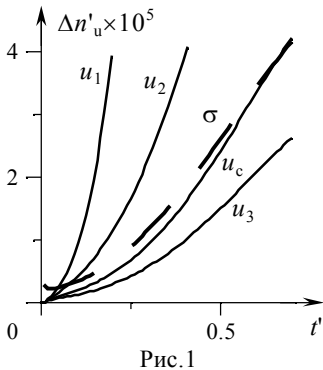
где  $\Delta n' = (n - n_m) / \Delta n_{\max}$  – относительное изменение показателя преломления, параметр  $\beta = t_p / t_D$  определяет соотношение между характерными временами  $t_p$  – полимеризации и  $t_D$  – диффузии,  $x' = x / L$  и  $t' = t / t_p$  – безразмерные переменные,  $L$  – размер регистрирующего транспаранта. Считалось, что  $t_p < t_D$ , поэтому скорость полимеризации  $V(\Delta n')$  аппроксимировалась функцией Рэлея [1]:

$$V(\Delta n') = \frac{\gamma}{t_p} \cdot \left[ -\ln(1 - \Delta n') \right]^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \cdot (1 - \Delta n') \cdot I'(x'). \quad (2)$$

Здесь  $I'(x')$  – нормированное распределение интенсивности,  $\gamma$  – параметр, определяющий контраст композиции.

Результаты численного моделирования показали, что эффективность отображения интенсивности светового поля в распределение показателя преломления (ЧКХ) снижается с увеличением пространственной частоты. Однако даже при однородном распределении интенсивности в ФПК возникают собственные неоднородности показателя преломления, радиус корреляции  $\rho$  которых определяется вязкостью среды [2]. Так при  $\gamma = 4$  и  $\beta = 10^{-4}$  их радиус корреляции составил  $\rho \sim 25$  мкм. При этом амплитуда собственных неоднородностей  $\sigma$  возрастает с той же скоростью, что и амплитуда отображаемого регулярного сигнала с более высокой пространственной частотой  $u_c \sim 5$  мкм, а это значительно медленнее, чем амплитуда  $u_1 \sim 25$  мкм (рис.1).

Исследование пространственных спектров распределений показателя преломления показало, что собственные неоднородности композиции аддитивны к распределению функции показателя преломления, сформированного под воздействием регулярного распределения светового поля, но так как транспарант на основе ФПК является фазовым, то для восстанавливаемой волны они уже являются мультипликативной помехой. Проведены численные эксперименты, результаты которых показали, что при регистрации светового поля с пространственной частотой  $u$ , амплитуда которой не превосходит амплитуду собственного шума ФПК  $\sigma > \Delta n'_u$  происходит дополнительное снижение дифракционной эффективности, а при определенных параметрах процесса записи даже возможен эффект полного стирания голограммы. С целью проверки полученных результатов сделан эксперимент, в котором проводилась запись фазовых голограмм с пространственными частотами  $u_2 = 8$  мкм ( $h = 230$  мкм) и  $u_3 = 4$  мкм ( $h = 900$  мкм) (рис.1). При этом толщина регистрирующего транспаранта  $h$  выбиралась так, чтобы достигался максимум первого дифракционного порядка. На рис.2,3 показана эволюция амплитуды дифракционных порядков в процессе записи.



Также были исследованы зависимости граничной частоты  $u_c$  от видности интерференционной картины экспонирующего поля и вязкости среды.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №05-03-32706-а и РНПВШ №4625

- [1] Менсов С.Н., Романов А.В. Диффузионная модель частотно-контрастной характеристики жидких фоторегистрирующих сред // ТД девятой нижегородской сессии молодых ученых. Н.Новгород, 2004, с.122-124.
- [2] Менсов С.Н., Печников А.О., Романов А.В. Динамическая модель экспонирования двухфазной фоторегистрирующей среды // Труды шестой научной конференции по радиофизике. Н.Новгород, 2002. с.193-194.

## **АНАЛИЗ КЛИМАТИЧЕСКИХ ТЕНДЕНЦИЙ НА ОСНОВЕ ГИДРОЛОГИЧЕСКИХ БАЗ ДАННЫХ**

**Д.В.Цаплин<sup>1</sup>, В.Н.Барабанов<sup>1</sup>, А.А.Стромков<sup>2</sup>**

*<sup>1</sup>Нижегородский госуниверситет, Нижний Новгород, <sup>2</sup>Институт прикладной  
Физики РАН, Нижний Новгород*

Мировой океан, как подходящая среда для исследования глобальных климатических явлений, уже давно вызывает большой интерес у исследователей. Обеспечивая быстрый перенос тепла, вместе с тем являясь инерционной средой, океан позволяет достаточно просто исследовать глобальные изменения температуры Земли.

Одна из особенностей исследования различных природных физических явлений состоит в ограниченной возможности проведения регулярных полномасштабных измерений. Вызвано это множеством причин объективного и субъективного характера. Примером таких явлений могут служить землетрясения и цунами, имеющие непредсказуемость времени и места появления и непродолжительный срок существования. Другим примером подобных явлений является долговременные вариации климата. Малый срок и нерегулярность научного наблюдения климата и ограниченность пространственного охвата земли точками наблюдения делают невозможным прогнозирование тенденций без интерполяций и экстраполяций проведенных измерений. Зачастую неполнота экспериментальных данных вызвана субъективными причинами, такими как отказ экспериментального оборудования или невозможностью проведения измерений по социальным или политическим мотивам. Например, эксперимент по исследованию климатических изменений по акустическим измерениям на сверхдлинных трассах в Тихом океане по программе АТОС был приостановлен на несколько лет по требованию экологических организаций.

В настоящей работе приведен пример подхода к оценке вариаций климата в XX веке на основе базы данных гидрологических измерений World Ocean Atlas 1994 [1], содержащей сотни тысяч измерений температурных профилей по всему океану почти за 100 лет. В силу ряда объективных и субъективных причин приведенные в базе данные содержат статистические и систематические погрешности, выявление и учет которых вряд ли возможен. Кроме того, наличие зависимости измеренных данных от таких локальных факторов как сезонные вариации и пространственное положение точек измерения требует применения алгоритмов обработки, позволяющих устранить или уменьшить влияние этих факторов.

Наиболее подходящим методом, снижающим погрешности анализа данных, вызванных статистическими и систематическими погрешностями и позволяющим в определенной степени уменьшить ошибки, вызванные неполнотой данных, может быть метод эмпирических ортогональных функций (ЭОФ). Использование ЭОФ было предложено Манком для уменьшения числа неизвестных при решении томографической задачи в океане [2].

Пусть  $\mathbf{X}=x_i$  - матрица измеренных значений,  $\mathbf{R}=E\{\mathbf{X}\mathbf{X}\}$  - ковариационная матрица измерений (оператор  $E\{\}$  - статистическое среднее). Тогда:  $\mathbf{R}\mathbf{V}=\lambda\mathbf{V}$  - уравнение определения собственных векторов корреляционной матрицы  $\mathbf{R}$ ,  $\mathbf{V}$  – матрица собственных функций (ортогональных векторов), соответствующая собственному числу  $\lambda$ . Эти функции называют ЭОФ. Любое измерение  $x_i$  можно разложить по ЭОФ, причем ряд достаточно быстро сходится. Коэффициенты разложения вертикальных температурных профилей по низшим ЭОФ могут использоваться для анализа климатических изменений, а также для восстановления фильтрованных (сглаженных) температурных распределений.

Для снижения влияния локальных вариаций использовался метод множественной регрессии. В предположении независимости пространственных, сезонных и многолетних изменений строилась модель регрессии для коэффициентов разложения по ЭОФ профилей температуры, включающая нелинейные зависимости от параметров.

Структура алгоритма анализа данных представляла собой следующую последовательность операций:

- 1) Выборка реализаций вертикальных профилей температуры, содержащих как минимум десятков точек измерения до исследуемой глубины и построение на основе этой выборки ЭОФ.
- 2) Построение спектров разложения по ЭОФ температурных профилей, измеренных до заданных глубин.
- 3) Построение регрессионных зависимостей от времени года, пространственных координат и глобального времени для значений коэффициентов разложений по низшим ЭОФ.
- 4) Построение локальных и глобальных зависимостей компонент спектров и температурных полей.

Тестирование алгоритма с целью определения его работоспособности, представляет собой определенные трудности, вызванные невозможностью проведения модельных измерений. Однако выделение локальных тенденций, таких как широтные и сезонные зависимости хорошо согласующихся с предполагаемыми зависимостями, а также выявление периодов похолоданий в 40° и 70° годы позволяют сделать вывод о работоспособности предлагаемого подхода.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации «Ведущие научные школы» НШ—1641.2003.2.

- [1] Conkright M.E., Levitus S., Boyer T.P. NODC/ OCL's World Ocean Atlas 1994. Washington, D.C.: U.S. Department of commerce. 1994. 180 p.

- [2] Munk W., Wunsch C. Ocean acoustic tomography: a scheme for large scale monitoring// Deep-Sea Res. 1979. V.26A. P.123-161.
- [3] Казарова А.Ю., Любавин Л.Я., Стромков А.А. Эмпирические ортогональные функции поля скорости звука: Препринт ИПФ РАН № 584. Нижний Новгород. 2001. 12 с.