

Уважаемый читатель!

Содержание этого выпуска нашего журнала несколько необычное. Выпуск полностью предоставлен молодым авторам – аспирантам и магистрантам, которые успешно выступили с результатами своей научно-исследовательской работы на секции «Физика» Международной научной студенческой конференции Новосибирского государственного университета «Студент и научно-технический прогресс» в 2007 г. (МНСК-XLV, Новосибирск, 10–12 апреля 2007 г.). Высокий уровень результатов научных исследований именно этих авторов был отмечен дипломами, и оргкомитет рекомендовал эти результаты к опубликованию в научных журналах.

Принимая во внимание рекомендацию оргкомитета и тот факт, что работы молодых авторов были выполнены под руководством профессорско-преподавательского состава кафедр физического факультета НГУ и научных сотрудников институтов Новосибирского научного центра СО РАН, редакционная коллегия обратилась к авторам отмеченных дипломами работ с предложением подготовить статьи в специальный выпуск. Полученные от авторов статьи были подвергнуты дополнительному рецензированию, и из них сформировано содержание этого выпуска. Поскольку тематика журнала во многом совпадает с тематикой подсекций в секции «Физика» МНСК, то наполнение разделов журнала получилось достаточно равномерным. Возможности журнальной статьи позволили авторам дать подробное описание исследований и провести анализ полученных результатов, а это, естественно, привело к тому, что наряду с молодыми в составе коллективов авторов статей – известные ученые, активно работающие с молодежью.

Редакционная коллегия

В. В. Гузанов, С. М. ХарламовИнститут теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 1, Новосибирск, 630090, РоссияНовосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: guzanov@gorodok.net**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ
ТРЕХМЕРНЫХ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТИ
ВЕРТИКАЛЬНО СТЕКАЮЩИХ ПЛЕНОК ЖИДКОСТИ***

Методом лазерно-индуцированной флуоресценции экспериментально обнаружены стационарные подковообразные волны на поверхности вертикально стекающих пленок водоспиртового и водоглицеринового растворов для $Re = 2-10$. Несмотря на отличие формы зарегистрированных волн от теоретической их скорость и амплитуда близки к теоретическим значениям в области малых $Re < 5$, однако для умеренных Re отклонение от теоретических значений существенное.

Ключевые слова: солитон, пленка, жидкости.

Введение

На конечной стадии эволюции пленочного течения при малых и умеренных числах Рейнольдса $5 \leq Re \leq 100$ поверхность пленки покрыта многочисленными нелинейными трехмерными волнами хаотически взаимодействующими друг с другом. Здесь $Re = q/\nu$, где q – объемный расход жидкости на единицу ширины пленки, ν – кинематическая вязкость жидкости. Исследования подобных режимов в настоящее время в литературе не представлены.

Теоретическое решение, описывающее уединенную стационарную подковообразную волну, похожую на наблюдаемые в эксперименте [1], впервые получено в работе [2] из рассмотрения уравнения Курамото – Сивашинского (КС), которое применимо для $Re \sim 1$. Из рассмотрения обобщенного уравнения Курамото – Сивашинского (оКС), которое содержит дополнительный член, учитывающий дисперсионные эффекты, и является продолжением КС на большие Re , предварительные данные по трехмерным волнам представлены в работе [3]. Согласно представленным результатам, для вертикально стекающих пленок жидкости существует несколько решений: одно в виде одиночной стационарной

подковообразной волны, другие в виде многогорбой стационарной волны.

Экспериментальное изучение уединенных трехмерных волн затруднено из-за хаотического взаимодействия волн между собой. Другой трудностью является медленная эволюция естественных волн в трехмерные, из-за чего длина рабочего участка должна составлять по крайней мере несколько метров. Эту длину можно существенно уменьшить, разрушая внешними воздействиями возбужденные регулярные двумерные волны. Такая методика применялась, например, в работе [4], в которой изучались некоторые характеристики регулярных взаимодействующих подковообразных волн для $Re = 10-100$. Однако взаимодействие волн существенно влияет на их характеристики, что затрудняет интерпретацию результатов, представленных в упомянутой выше работе. Альтернативный способ, позволяющий изучать характеристики детерминированных трехмерных волн на компактной экспериментальной установке, состоит в возбуждении этих волн точечным источником в верхней части безволновой пленки жидкости, где уровень естественных возмущений мал и пленку можно считать гладкой. Такой участок наблюдается для всех Re в верхней части пленочного течения.

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 06-01-00762-а).

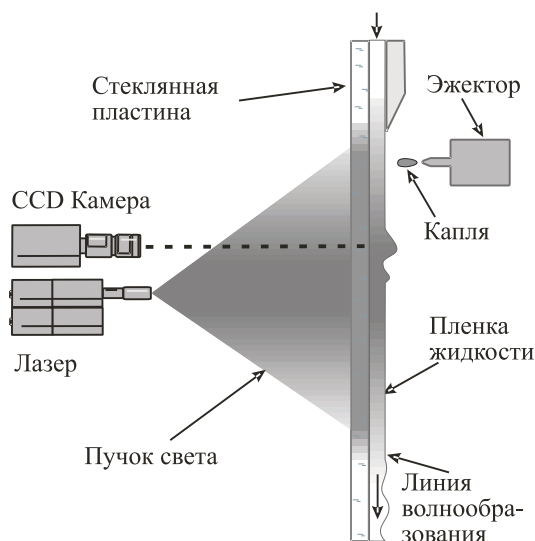


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

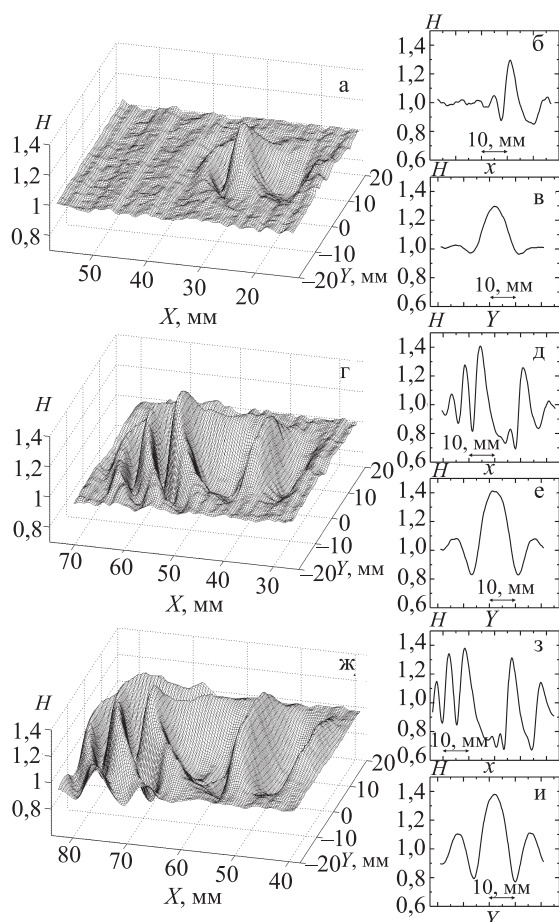


Рис. 2. Пример образования волнового пуга (волна движется справа налево) для $Re = 10$ (водоглицериновый раствор): а – форма волны в верхней части рабочего участка; б – сечение волны (а) в продольном направлении, проходящее через максимум волны; в – поперечный разрез волны (а), проходящий через максимум волны; г – форма волны ниже по потоку; д, е – сечения волны (г), проведенные аналогично (б) и (в); ж – форма волны в виде пуга волн; з, и – соответствующие сечения волны (ж)

Этот подход использовался в работе [5] для исследования эволюции возмущения на вертикально стекающей пленке жидкости для умеренных Re .

Описание экспериментальной установки и методики измерений

Эксперименты проводились на вертикально закрепленной стеклянной пластине размером 20 см в поперечном направлении и 30 см в продольном. Пленка жидкости формировалась при помощи щелевого распределителя с толщиной зазора $\sim 0,2$ мм (рис. 1).

Для регистрации локальной толщины пленки жидкости использовался метод лазерно-индуцированной флуоресценции (МЛИФ) [6]. В целом этот метод схож с методом флуоресцентной визуализации (МФВ) [7] и заключается в том, что локальная толщина жидкости пропорциональна интенсивности свечения флуорофора, растворенного в малом количестве в рабочей жидкости, в каждой точке. В экспериментах использовалась стандартная PIV (Partical Image Velocimeter) аппаратура с некоторыми модификациями для создания лазерного пучка без спеклов.

Для возбуждения флуоресценции использовался двойной импульсный Nd:YAG лазер с длиной волны 532 нм, освещающий площадку размером 10×10 см, что обеспечивает пространственное разрешение 0,1 мм. Для регистрации излученного флуорофором света использовалась CCD камера, работающая в режиме двойного кадра, с фильтром нижних частот (> 550 нм), который пропускает излученный флуорофором свет и отсекает излучение лазера. Данная аппаратура позволяет измерять не только пространственное распределение толщины, но и мгновенную скорость быстро эволюционирующих волн. Камера и лазер располагаются с сухой стороны пластины. Это позволяет минимизировать оптические искажения связанные с криволинейной границей жидкость – воздух.

В качестве рабочих жидкостей использовались водоспиртовой раствор со следующими свойствами: плотность $\rho = 931$ кг/м³, кинематическая вязкость $\nu = 2,7 \cdot 10^{-6}$ м²/с, поверхностное натяжение $\sigma = 0,03$ кг/с², и водоглицериновый раствор с $\rho = 1070$ кг/м³, $\nu = 2,15 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $\sigma = 0,065$ кг/с². В качестве флуорофора использовался Родамин 6Ж, не являющийся сурфактантом, концентрация

которого в рабочей жидкости составляла $\sim 0,01$ %. Трехмерные волны возбуждались в верхней части безволновой пленки жидкости коротким ударом (10–15 мс) тонкой струйки рабочей жидкости, формируемой соплами с диаметром выходных отверстий от 0,15 до 0,25 мм. В ходе экспериментов энергия возбуждения (масса и скорость капли) варьировались в широком диапазоне значений.

В случае, когда в качестве источника возбуждающего излучения используется лазер, пленка жидкости освещается слабо расходящимся пучком монохроматического света, это позволяет упростить процесс калибровки и учета оптических искажений, связанных с криволинейной свободной границей жидкость – воздух.

Калибровка проводилась в условиях эксперимента по плоскому слою рабочей жидкости известной толщины, который формировался на пластине при помощи специальной плоской пластинки из оптического стекла. Предварительные исследования показали, что в этом случае яркость изображения $J(x, y)$ и толщина пленки жидкости $h(x, y)$ связаны следующим соотношением:

$$J(x, y) = C(x, y) \times [1 - \exp(-\alpha \cdot h(x, y))] \times [1 + K(x, y) \cdot \exp(-\alpha \cdot h(x, y))] + D(x, y).$$

Здесь α – коэффициент поглощения возбуждающего излучения в рабочей жидкости; $K(x, y)$ – коэффициент отражения от свободной границы; $D(x, y)$ – темновой уровень камеры; $C(x, y)$ – передаточная функция. Коэффициент поглощения – характеристика рабочей жидкости и определяется независимо от экспериментальных условий. Таким образом, при известном коэффициенте поглощения, передаточная функция, необходимая для восстановления толщины жидкости, определяется по плоскому слою заданной толщины. В наших экспериментах калибровка проводилась по двум плоским слоям с существенно разной толщиной (0,3 и 0,5 мм). Один из них использовался для определения передаточной функции, другой – для проверки калибровки.

Основные погрешности в экспериментах связаны с шумом камеры и пространственным перераспределением интенсивности лазерного излучения от вспышки к вспышке, что в условиях эксперимента приводит к ошибке в локальной толщине жидкости 3–5 мкм при толщинах жидкости 200–400 мкм. Дополнительные погрешности связаны с температур-

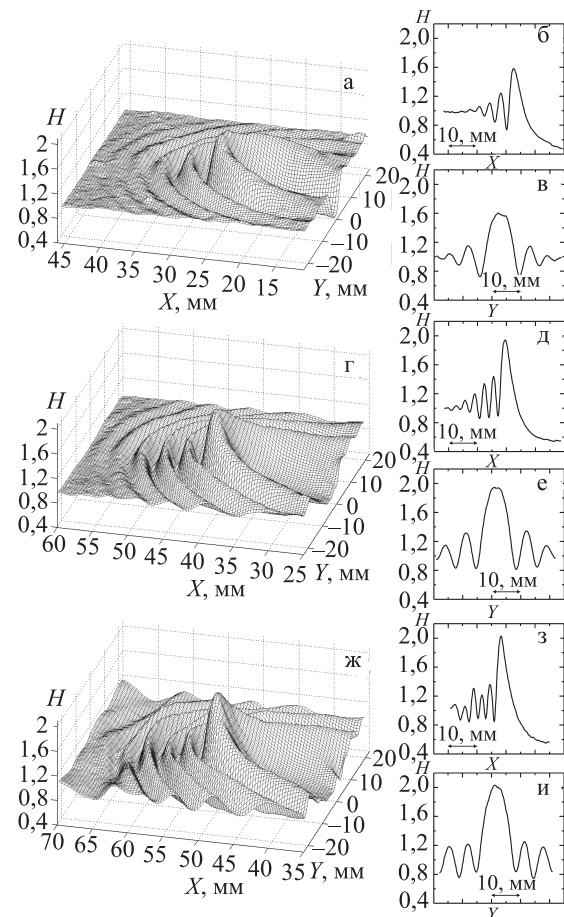


Рис. 3. Пример эволюции (обозначения аналогичные рис. 2) $Re = 25$ (водоспиртовый раствор)

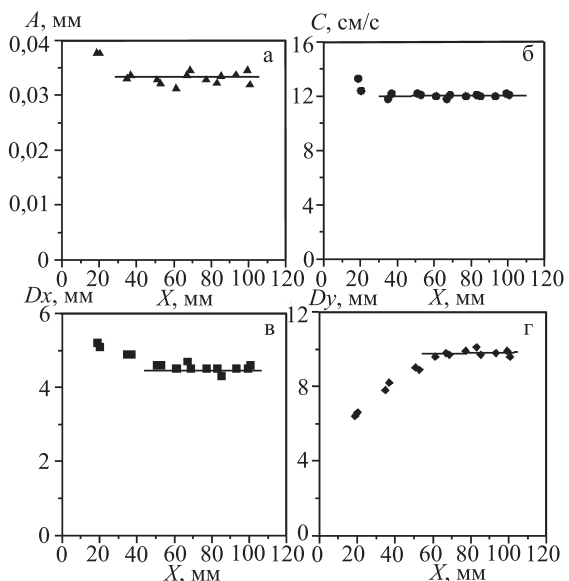


Рис. 4. Пример поведения параметров волны, вышедшей на стационарный режим $Re = 2,5$ (водоспиртовый раствор): а – амплитуда волны; б – скорость, в – полуширина в продольном направлении; г – полуширина в поперечном направлении

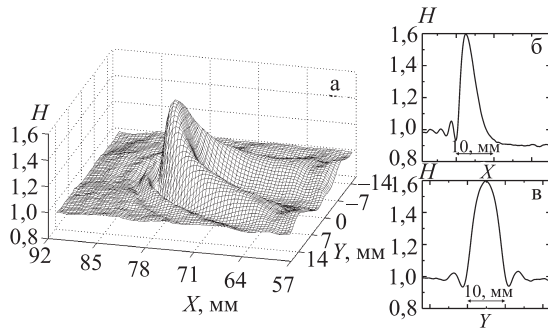


Рис. 5. Форма стационарной волны $Re = 3,9$ (водоспиртовой раствор): *a* – форма волны (волна движется справа налево); *b* – продольное сечение, проходящее через максимум волны; *v* – поперечное сечение волны, проходящее через максимум волны

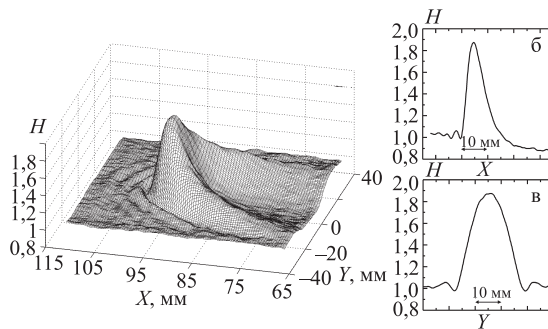


Рис. 6. Форма стационарной волны $Re = 10$ (водоглицериновый раствор), обозначения аналогичны рис. 5

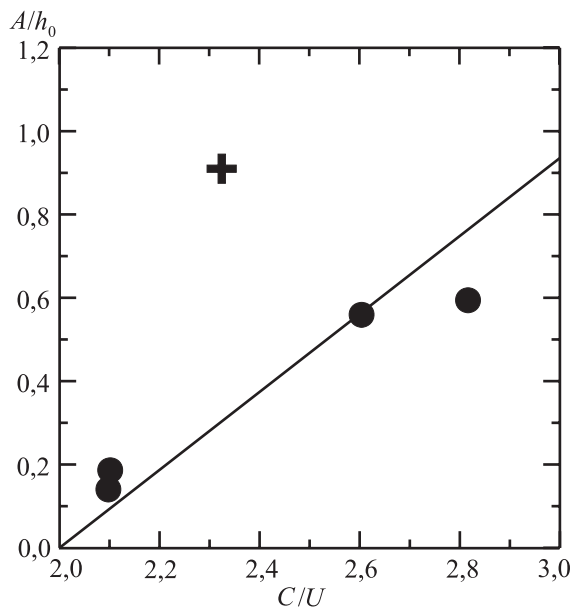


Рис. 7. Сравнение амплитуды и скорости зарегистрированных стационарных волн с теоретическими значениями. Точки – водоспиртовой раствор ($Re = 2,2, 2,5, 3,9, 4,7$), крест – водоглицериновый раствор ($Re = 10$)

ным дрейфом камеры во время продолжительных экспериментов ($< 1\%$) и с оптическими искажениями, связанными с перераспределением возбуждающего лазерного излучения при отражении от криволинейной свободной границы жидкость – воздух. Использование слабо расходящегося возбуждающего лазерного излучения позволяет посчитать, в рамках геометрической оптики, оптические искажения, связанные с перераспределением возбуждающего и флуоресцентного излучения под криволинейной границей. При вычислениях учитывалась зависимость коэффициента отражения от угла наклона свободной поверхности, а также пространственное перераспределение (фокусировки, расфокусировки) света в жидкости под криволинейной границей. Зарегистрированная форма волны бралась за истинную, и проводился расчет искажений. Исследование различных форм волн, зарегистрированных в эксперименте, показало, что основные искажения всегда связаны с фокусировками под большими волнами на поверхности пленки, и для всех зарегистрированных волн искажения существенно меньше 1% .

Результаты

Так же, как для случая малых $2,5 < Re < 5$, для умеренных Re в случае относительно малых энергий возбуждения амплитуда начального возмущения быстро возрастает и образуется в волновой цуг, как показано на рис. 2 (здесь и далее H – толщина пленки жидкости, обезразмеренная на толщину невозмущенной пленки жидкости). Тогда как в случае более высоких энергий возбуждения начальное возмущение трансформируется в уединенную подковообразную волну, зачастую не стационарную, с ярко выраженным максимумом и капиллярным предвестником значительно меньшей амплитуды, пример такого сценария развития начального возмущения представлен на рис. 3. Наличие таких двух сценариев эволюции начального возмущения позволяет нам предполагать, что стационарные подковообразные волны могут быть возбуждены начальным возмущением только с энергией, большей некоторого порогового значения.

При проведении экспериментов особое внимание уделялось поиску стационарных подковообразных волн. Предполагалось, что существуют такие условия возбуждения,

при которых начальное возмущение может трансформироваться в стационарную подковообразную волну очень быстро (в пределах рабочего участка). Поэтому энергия возбуждения изменялась в широком диапазоне значений. В качестве параметров, характеризующих подковообразную волну, были выбраны следующие: амплитуда, скорость, полуширина на полувысоте (половина амплитуды волны) вдоль движения волны, полуширина подковы на полувысоте в поперечном направлении. Для каждого Re и каждой энергии возбуждения изучалось поведение этих параметров вдоль по потоку. Волна считалась стационарной, если все 4 параметра оставались неизменными, в пределах погрешности, на расстоянии не менее 3 характерных продольных масштабов в нижней части безволновой плёнки жидкости. Пример поведения этих параметров вдоль потока для стационарной волны показан на рис. 4.

Стоит отметить, что в настоящее время нет полного понимания области притяжения начального возмущения, форма которого существенно отличается от формы стационарной волны, к стационарному состоянию в виде подковообразной волны. Наиболее часто в экспериментах наблюдается рост амплитуды и скорости подковообразной волны вдоль по потоку, хотя иногда и очень медленный. Однако в некоторых экспериментах наблюдалась следующая картина развития волны: 3 параметра, например амплитуда, скорость и продольная полуширина, быстро достигали стационарного состояния, тогда как четвертый параметр, в данном случае полуширина подковы, изменялся очень быстро. Для указанного примера экспериментально были зарегистрированы как рост, так и уменьшение полуширины подковы. Таким образом, только при некоторых условиях эксперимента были зарегистрированы стационарные подковообразные волны, преимущественно для малых Re . Форма и сечения (продольное и поперечное) зарегистрированных в эксперименте стационарных подковообразных волн для малых и умеренных Re приведены на рис. 5 и 6.

Несмотря на отличие формы зарегистрированных в экспериментах стационарных волн от теоретически предсказанной в [2],

их амплитуда и скорость для $Re < 5$ близки к теоретическим значениям (сплошная линия на рис. 7), полученным также в [2]. A – амплитуда волны, h_0 – толщина невозмущенной пленки жидкости, C – скорость волны, а $U = gh_0^2 / (2\nu)$ – скорость поверхности невозмущенной пленки жидкости.

Однако для $Re = 10$ отличие от теоретических значений существенное, по всей видимости, это связано с областью применимости теории, в которой делается предположение о малости амплитуды волн по сравнению с толщиной пленки жидкости, тогда как для указанного Re амплитуда волны приближается к толщине невозмущенной пленки жидкости.

Список литературы

1. Алексеенко С. В., Накоряков В. Е., Покусаев Б. Г. Волновое течение пленок жидкости. Новосибирск: ВО «Наука». Сиб. изд. фирма, 1992. 256 с.
2. Петвиашвили В. И., Цвелодуб О. Ю. Подковообразные солитоны на стекающей вязкой пленке жидкости // Докл. Академии наук СССР. 1978. Т. 238, № 6. С. 1321–1323.
3. Chang H.-C., Demekhin E. A. Complex Wave Dynamics on Thin Films. Amsterdam: ELSEVIER, 2002. 399 p.
4. Park C. D., Nosoko T. Three-dimensional wave dynamics on a falling film and associated mass transfer // AIChE J. 2003. Vol. 49. No. 11. P. 2715–2727.
5. Alekseenko S. V., Antipin V. A., Kharlamov S. M. et al. An experimental study of the evolution of three-dimensional waves on a falling film // Second International Berlin Workshop – IBW2 on Transport Phenomena With Moving Boundaries. GmbH; Dusseldorf: VDI Verlag, 2003. P. 49–61.
6. Kharlamov S., Guzanov V., Crey D. On applicability of LIF method for field measurement of local thickness of liquid films // Book of abstracts of The International Topical Team Workshop Two-phase Systems for Ground and Space Applications. Brussels, 2006. P. 100–101.
7. Liu J., Paul J. D., Gollub J. P. Measurements of the primary instabilities of film flows // J. Fluid Mech. 1993. Vol. 250. P. 69–101.

А. В. Бойко¹, А. В. Иванов¹, Ю. С. Качанов¹, Д. А. Мищенко²

¹Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия

²Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: misch2005@yandex.ru

НЕСТАЦИОНАРНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ГЁРТЛЕРА *

Работа посвящена экспериментально-теоретическому исследованию устойчивости пограничного слоя Блазиуса, нарастающего на вогнутой стенке, к нестационарным вихрям Гёртлера, включая квазистационарные, которые физически соответствуют стационарным вихрям. Эксперименты проведены в условиях возбуждения контролируемых возмущений, которые вне ближнего поля источника представляют собой либо квазистационарную (на низких частотах), либо нестационарную (на высоких частотах) первую гёртлеровскую моду. Для всех исследованных режимов (числа Струхала от 0,000074 до 0,00398, поперечные волновые числа от 0,490 до 1,469) впервые получено хорошее количественное согласование экспериментальных и теоретических инкрементов, а также всех других характеристик линейной устойчивости включая собственные функции и фазовые скорости. Найдено, что нелокальная непараллельная теория лучше согласуется с экспериментом, чем параллельная. Для существенно нестационарных возмущений обнаружена парадоксальная возможность стабилизирующего влияния роста числа Гёртлера.

Ключевые слова: аэрофизика, пограничный слой, неустойчивость Гёртлера, переход к турбулентности.

Введение

Специфической особенностью потоков над вогнутыми стенками является возникновение центробежной силы, действие которой на частицы жидкости сильно неоднородно по толщине пограничного слоя из-за присутствия градиента продольной скорости по нормали к стенке. Эта ситуация качественно схожа со стратификацией и может приводить к появлению неустойчивости пограничного слоя, называемой неустойчивостью Гёртлера или Тейлора-Гёртлера (см., например, [1]). В результате в потоке возникают продольные вихри, которые могут вызывать турбулизацию ламинарного пограничного слоя, интенсифицировать тепло-массоперенос и существенно влиять на другие свойства течения.

На основании экспериментальных данных обычно считается, что стационарные вихри доминируют. Это положение прав-

доподобно и часто справедливо, но оно не является строгим (см., например, [2]). Доминирование стационарных вихрей во многих экспериментах может объясняться не их наибольшим нарастанием, а другими причинами, например более сильной восприимчивостью течения к этим возмущениям либо более высокими амплитудами неровностей поверхности или неоднородностей внешнего потока по сравнению с амплитудами вибраций поверхности или пульсаций скорости потока.

Неустойчивость пограничных слоев к стационарным вихрям Гёртлера исследуется как экспериментально, так и теоретически, в течение многих лет (см., например, обзоры в [1] и [3]). Впервые продольные вихри, вызванные неустойчивостью течения между вращающимися цилиндрами, были обнаружены и изучены теоретически и экспериментально Тейлором [4]. Позже Гёртлер, осно-

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 06-01-00519).

вываясь на теоретическом анализе, показал [5], что такая же неустойчивость может возникать в пограничных слоях на вогнутых поверхностях, если параметр, названный позже числом Гёртлера, превысит некоторое критическое значение. В экспериментах [6], еще до работы Гёртлера, было найдено, что ламинарный пограничный слой на вогнутой стенке переходит к турбулентности раньше, чем на плоской. В работе [7] была показана связь этого эффекта с возникновением гёртлеровской неустойчивости и найдено, что число Гёртлера дает хорошее описание свойств устойчивости. Прямое экспериментальное подтверждение существования вихрей Гёртлера было получено с помощью визуализации обтекаемой поверхности каолином [8].

Первые подробные исследования гёртлеровской неустойчивости основывались на различных методах визуализации потока (см., например, [9]). Эксперименты показали, что неустойчивость развивается в пространстве, т. е. имеет конвективный характер. Согласно линейной теории [10] течение становится неустойчивым при числах Гёртлера, превосходящих несколько десятых. В то же время вихревые возмущения обычно не удавалось обнаружить до чисел Гёртлера около десяти. Оказалось, что скорость нарастания амплитуды вихрей мала, и около половины зоны их нарастания вниз по потоку можно обычно считать линейной [1].

Ряд экспериментов проводился с помощью метода контролируемых возмущений. В работе [11] периодические по размаху стационарные возмущения вводились в пограничный слой с помощью нагретых продольно ориентированных проволок, а неустойчивость изучалась методом водородных пузырьков. Были получены некоторые точки кривой нейтральной устойчивости. Однако амплитуда возбуждаемых возмущений была довольно велика, поскольку иначе их невозможно было регистрировать. В экспериментах [12] в качестве генератора стационарных вихрей Гёртлера использовался набор тонких пластинок, расположенных выше по потоку от передней кромки, повторены некоторые результаты работы [11] и получены дополнительные точки коротковолновой части нейтральной кривой. В то же время положение ее длинноволновой части (с волновыми числами около единицы и меньше) не согласова-

лось с результатами, полученными на основе линейной теории устойчивости [1]. Одна из причин различий связана, вероятно, с нелинейными эффектами, так как измерявшиеся амплитуды возмущений скорости были очень велики (часто около 10 % от скорости основного потока, как в [11]). В длинноволновой области проблемы существуют и в теории (см., например, [13]). Так, в расчетах [5] число Гёртлера на нейтральной кривой возрастает с уменьшением поперечного волнового числа ниже 0,1 (и при волновом числе около 0,01 приближается к 10), в расчетах [14] оно остается малым и примерно постоянным (около $0,7 \div 0,8$), а в расчетах [10] продолжает уменьшаться до величин, меньших 0,1. Скорости нарастания возмущений, предсказываемые различными теориями, также существенно отличаются между собой и не согласуются с экспериментальными. Расхождение теоретических и экспериментальных скоростей нарастания наблюдается во всем исследованном диапазоне поперечных волновых чисел и чисел Гёртлера.

Помимо нелинейных эффектов, другой причиной указанного расхождения являются так называемые эффекты ближнего поля. Они связаны с влиянием начального спектра возмущений пограничного слоя, т. е. с присутствием вблизи источника вихрей большого количества затухающих мод с одинаковым поперечным волновым числом [15]. Эти эффекты, ассоциируемые также с «подъемным эффектом» (*lift-up effect*), наиболее сильны для стационарных возмущений (с нулевыми продольными волновыми числами) [16]. Суперпозиция указанных мод приводит к сложному поведению амплитуд возмущений в ближнем поле, которое зависит от их конкретного спектра и может, в частности, приводить к так называемому кратковременному нарастанию. Длина ближнего поля зависит от параметров потока и спектра начальных возмущений.

Гёртлеровская неустойчивость в виде нестационарных (осциллирующих или блуждающих) вихрей в качестве основного состояния была рассмотрена теоретически лишь в [17; 18]. Показано [18], что при поперечном волновом числе, стремящемся к бесконечности, наиболее быстро нарастают стационарные вихри. Случай волнового числа порядка единицы, наиболее важный практически, изучен не был. Эксперименталь-

ных исследований характеристик линейной неустойчивости Гёртлера в нестационарной постановке вообще не проводилось. В то же время нестационарные вихри Гёртлера часто возникают в реальных условиях. Они инициируются, как правило, низкочастотными вихревыми возмущениями набегающего потока (см. [2]). Такие вихри характерны, например, для течений на лопатках турбомашин.

Исследование *нестационарной* (включая квазистационарную) гёртлеровской неустойчивости имеет большое фундаментальное, практическое и методическое значение. С методической точки зрения большинство проблем изучения *стационарных* вихрей Гёртлера связано с низкой точностью измерения малых возмущений средней скорости на фоне большой скорости исходного потока. Помимо низкой точности, трудности предшествующих экспериментов связаны с возможным влиянием нелинейности и с примесью механизма немодового нарастания (ближнего поля источника возмущений). По этим причинам до сих пор не удавалось получить количественного согласования скоростей нарастания стационарных вихрей с расчетами по линейной теории устойчивости. При исследовании же нестационарных (и квазистационарных) вихрей точность измерений может быть повышена на несколько порядков благодаря применению фурье-анализа, а эффекты ближнего поля могут быть сравнительно легко изучены и учтены.

В данном исследовании указанные трудности были преодолены следующим образом: а) отстройка от нулевой частоты и работа с *квазистационарными* возмущениями (физически соответствующими стационарным); б) проведение измерений на очень низких амплитудах; в) минимизация и оценка ближнего поля через использование специального источника возмущений и проведение соответствующих расчетов. Ставились также задачи экспериментального и теорети-

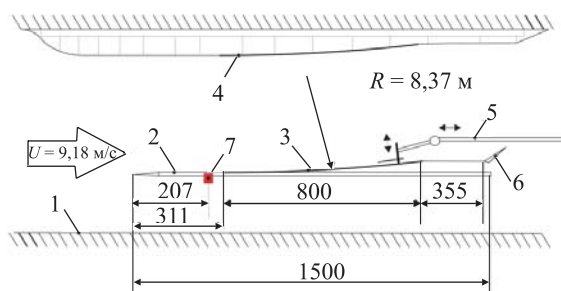


Рис. 1. Схема эксперимента

ческого (по параллельной и непараллельной теории) определения характеристик линейной устойчивости к *существенно нестационарным* вихрям Гёртлера и прямого сопоставления полученных результатов. Все цели были достигнуты.

Методика исследований

Измерения проводились в малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 ИТПМ СО РАН при скорости потока $U_e = 9,18$ м/с (рис. 1). Исследуемый пограничный слой создавался на плоской пластине (2) с закрылком (6), имевшей вставку (3) с вогнутой поверхностью радиусом закругления $R = 8,37$ м. Для получения безградиентного течения над пластиной была смонтирована адаптивная ложная стенка (4), поверхность которой параллельна обтекаемой модели.

Для введения в пограничный слой трехмерных контролируемых гармонических возмущений использовался источник ВС-II, смонтированный на расстоянии 207 мм от передней кромки. Он представлял собой узкую щель в поверхности пластины (ориентированную по размаху) с подведенными к ней 83-мя трубками, соединенными с 8-ю заглушенными динамиками, и создавал в пограничном слое слабые колебания типа вдува / отсоса. В данной работе этот источник впервые использовался для возбуждения вихрей Гёртлера.

Основные измерения продольной компоненты средней и пульсационной скорости потока проводились термоанемометром в диапазоне значений продольной координаты x от 400 до 900 мм, отсчитываемой от передней кромки пластины (2). Датчик термоанемометра крепился на трехкомпонентном координатнике (5).

Измерения показали, что реализующийся в эксперименте пограничный слой близок к пограничному слою Блазиуса. Значения формпараметра $H = \delta_1 / \delta_2$ практически точно (до третьего знака) равны теоретическому 1,59. Число Гёртлера $G = (U_e \delta_1 / \nu)(\delta_1 / R)^{1/2}$ находится в интервале $10 \div 17$, который был выбран с таким расчётом, чтобы течение было неустойчивым, но возмущения нарастали не слишком быстро и неконтролируемые вихри Гёртлера не влияли на развитие контролируемых. Здесь δ_1 , δ_2 – толщина вытеснения и потери импульса пограничного слоя, а ν – кинематическая вязкость воздуха.

Амплитуды неконтролируемых стационарных вихрей Гёртлера не превышают в области измерений 0,3 %.

Контролируемые нестационарные вихри Гёртлера изучались в 22-х режимах при трех поперечных длинах волн $\lambda_z = 24, 12$, и 8 мм ($\Lambda = (Ue\lambda_z/\nu)(\lambda_z/R)^{1/2} = 775, 274$ и 149) в диапазоне частот f от 0,5 до 20 Гц. В начале области измерений указанные величины соответствовали безразмерным поперечным волновым числам $\beta\delta_1 = (2\pi/\lambda_z)\delta_1 = 0,353; 0,707$ и 1,060 и числам Струхала $Sh = f\delta_1/Ue$ от 0,000074 до 0,00294, а в конце: $\beta\delta_1 = 0,490; 0,980$ и 1,469 и Sh от 0,000099 до 0,00398. Амплитуды начальных возмущений были очень малы (около 0,2÷0,3 %), а скорости нарастания, как было показано, от амплитуды не зависели.

Теоретическая (включая расчетную) часть исследования основана на двух подходах. Во-первых, на классической линейной локально-параллельной теории гёртлеров-

ской неустойчивости (ЛПТ), обобщенной на случай нестационарных возмущений, и, во-вторых, на решении параболизированных уравнений устойчивости с учетом всех эффектов непараллельности течения (ЛНТ). Теоретическое исследование имело две цели: а) оценка параметров экспериментальной задачи с целью более успешного планирования эксперимента; б) получение характеристик линейной устойчивости пограничного слоя к нестационарным вихрям Гёртлера с целью сопоставления с экспериментальными данными.

Свойства вихрей Гёртлера и характеристики устойчивости

Мгновенная форма вихрей Гёртлера, возбуждаемых в квазистационарном ($f = 2$ Гц) и нестационарном ($f = 20$ Гц) режимах, показана на рис. 2 и 3 в плоскостях (y, z) и (x, y) для x -компоненты пульсаций скорости (в процентах от скорости свободного потока). Оба

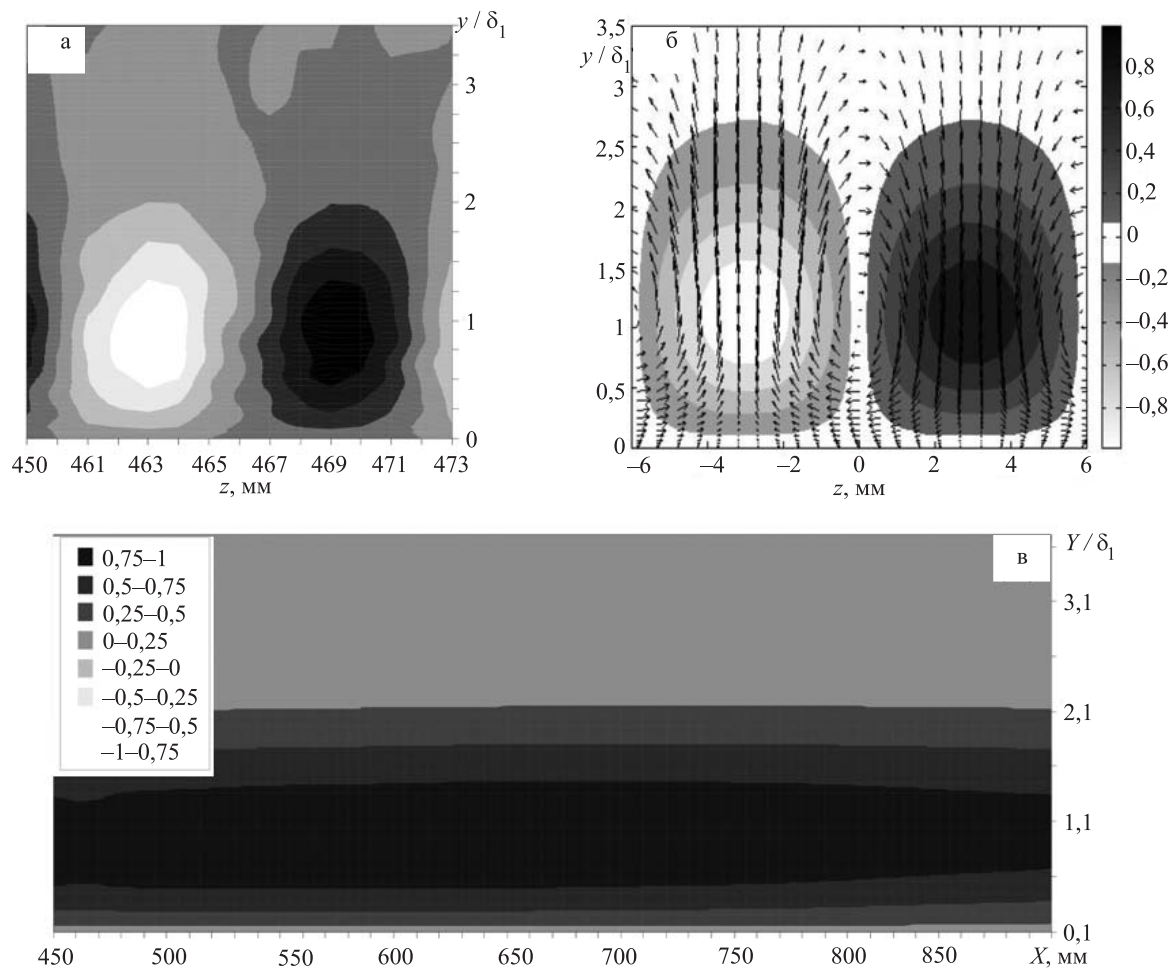


Рис. 2. Форма квазистационарных вихрей (2 Гц). Измеренные (а, в) и рассчитанные (б) сечения мгновенных полей продольной компоненты возмущения скорости плоскостями (y, z) с $x = 900$ мм и (x, y) с $z = -31$ мм. Стрелками (б) показаны проекции векторов возмущения скорости на плоскость (y, z) . $\lambda_z = 12$ мм

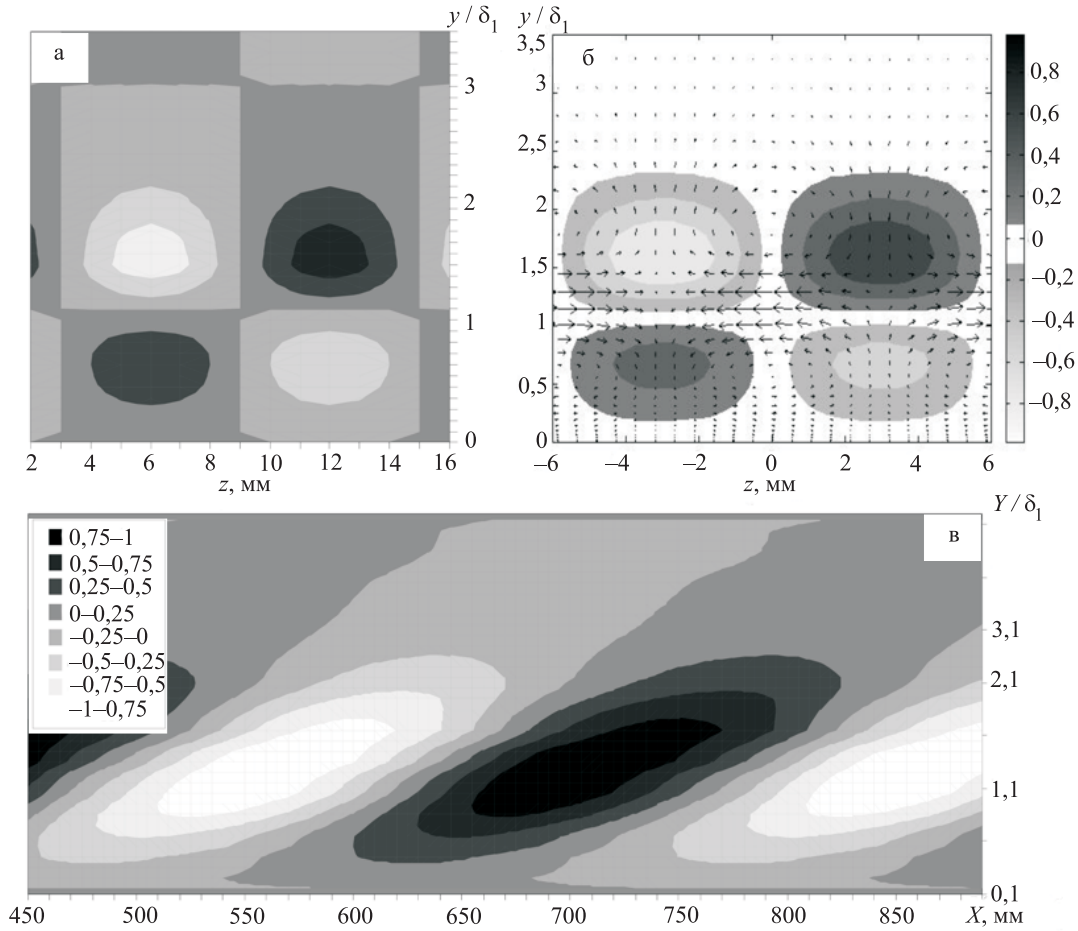


Рис. 3. Форма нестационарных вихрей (20 Гц). Измеренные (а, в) и рассчитанные (б) сечения мгновенных полей продольной компоненты возмущения скорости плоскостями (y, z) $x = 900$ мм и (x, y) с $z = 12$ мм. Стрелками (б) показаны проекции векторов возмущения скорости на плоскость (y, z) . $\lambda_z = 12$ мм

возмущения соответствуют первой гёртлеровской моде, о чем, в частности, говорит хорошее согласование экспериментальных и расчетных собственных функций (рис. 4). Амплитуды собственных функций имеют максимум в критическом слое и форму, поч-

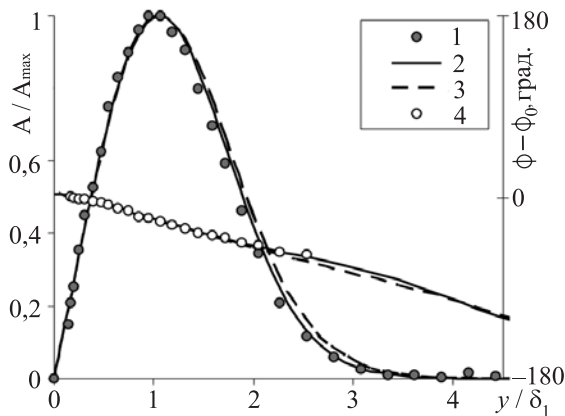


Рис. 4. Собственные функции в конце области измерений. Сравнение результатов измерений и расчета. $\lambda_z = 8$ мм, $f = 5$ Гц. 1, 4 – амплитуда и фаза в эксперименте; 2, 3 – расчет ЛНТ и ЛПТ

ти не зависящую от параметров: продольной координаты, поперечного волнового числа и частоты. Однако скорость убывания фазы с ростом расстояния от стенки сильно увеличивается с частотой и практически ей пропорциональна. Это приводит к сильному изменению пространственной структуры вихрей с ростом частоты (см рис. 2, 3). Вследствие этого фактически у осей вихрей первой гёртлеровской моды, появляется наклон к стенке в плоскости (x, y) , который увеличивается с ростом частоты. В результате для существенно нестационарных вихрей появляется многослойная вихревая структура.

С ростом частоты существенно меняется и диаграмма устойчивости (рис. 5), изображающая области устойчивости и неустойчивости течения, а также нейтрального поведения возмущений и включающая изолинии инкрементов вихрей Гёртлера. Положение и форма диаграммы хорошо согласуются с измерениями. При $f = 0,5$ Гц (и $f = 2$ Гц) положение нейтральной кривой практически

ки не отличается от изученного ранее случая стационарных вихрей (квазистационарный режим).

Однако в нестационарных режимах ($f > 5$ Гц) нейтральная кривая с ростом частоты разделяется на изолированные области, нижняя из которых (при G около 10 и меньше) соответствует первой гёртлеровской моде. Парадоксальным результатом является возможность стабилизации течения к нестационарным возмущениям при увеличении числа Гёртлера. Для частоты 20 Гц это наблюдается в диапазоне величин G от 10 до 20 (рис. 5, б).

Хорошее согласование наблюдается и для кривых нарастания амплитуд и фаз вихрей

Гёртлера, что иллюстрируется на рис. 6 для двух из 22 исследованных режимов. Причем линейная непараллельная теория устойчивости показывает более хорошее согласование с экспериментом, чем локально-параллельная, в особенности для высоких частот вихрей. Область, соответствующая ближнему полю источника возмущений, отмечена светлыми символами. В этой области рост амплитуд и фаз возмущений зависит от их начальных спектров, которые в экспериментах и расчетах отличались. Хорошее количественное соответствие указанных кривых получено для нарастающих гёртлеровских мод (включая квазистационарные) и во всех других исследованных режимах.

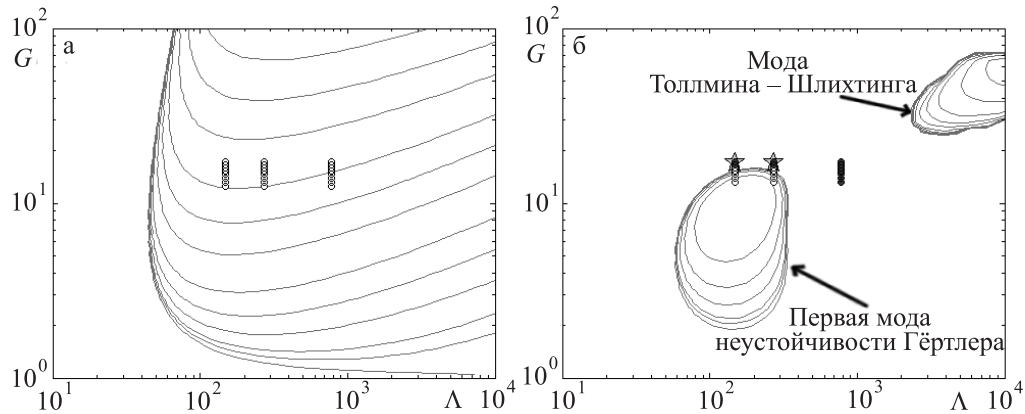


Рис. 5. Диаграммы устойчивости для квазистационарных (а) и нестационарных (б) возмущений (белые точки – нарастание, черные – затухание, звездочки – нейтральные)

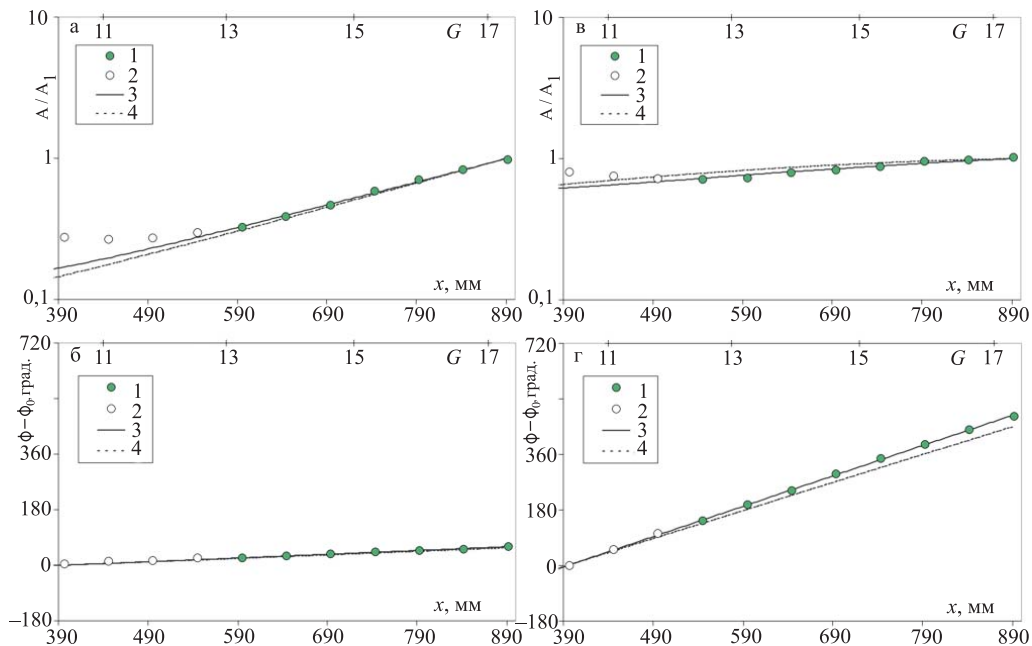


Рис. 6. Развитие вниз по потоку амплитуд (а, в) и фаз (б, г) квазистационарных (а, б) и нестационарных (в, г) вихрей Гёртлера с частотами 2 и 17 Гц. $\lambda_z = 8$ мм. 1, 2 – экспериментальные точки в дальнем и ближнем поле источника; 3, 4 – расчет по ЛНТ и ЛПТ

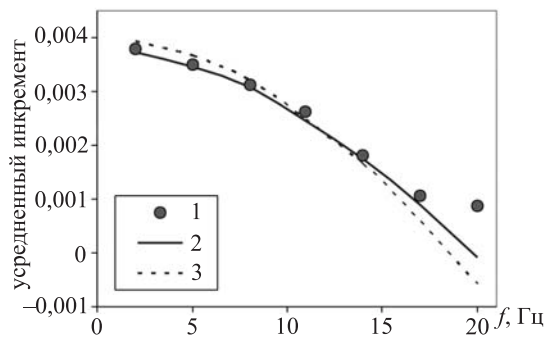


Рис. 7. Усредненные инкременты в зависимости от частоты. $G \approx 15$, $\lambda_z = 8$ мм. 1 – эксперимент; 2, 3 – расчет по ЛНТ и ЛПТ

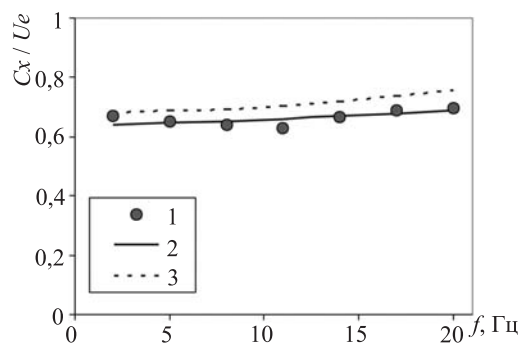


Рис. 8. Фазовые скорости в зависимости от частоты. $G \approx 15$, $\lambda_z = 8$ мм. 1 – эксперимент; 2, 3 – расчет по ЛНТ и ЛПТ

Зависимости усреднённых инкрементов нестационарных вихрей Гёртлера (для первой гёртлеровской моды) от частоты приведены на рис. 7. Для увеличения точности дифференцирования экспериментальных данных инкременты усреднены в дальнем поле источника в районе $G \approx 15$. Видно, что оба теоретических подхода хорошо коррелируют с измерениями; непараллельная теория показывает несколько лучшее согласование. Похожие результаты получены и для других поперечных волновых чисел.

Зависимости фазовых скоростей $C_x = 2\pi f / \alpha_r$ нестационарных вихрей Гёртлера (для первой гёртлеровской моды) от частоты приведены на рис. 8. Они также усреднены в дальнем поле источника в районе $G \approx 15$. (Здесь α_r – продольное волновое число.) Непараллельная теория, как и для инкрементов, очень хорошо согласуется с экспериментом, в то время как локально-параллельная дает несколько завышенные величины.

Заключение

В данной работе впервые получены (экспериментально и теоретически) все характеристики линейной устойчивости погра-

ничного слоя Блазиуса на вогнутой стенке к нестационарным и квазистационарным вихрям Гёртлера первой моды. Удалось получить хорошее количественное согласование всех этих характеристик (включая инкременты) с линейной непараллельной теорией устойчивости, в том числе для случая фактически стационарных возмущений.

Список литературы

1. Floryan J. M. On the Görtler instability of boundary layers // Prog. Aerosp. Sci. 1991. Vol. 28. P. 235–271.
2. Schultz M. P., Volino R. J. Effects of concave curvature on boundary layer transition under high free-stream turbulence conditions // ASME J. Fluids Engineering. 2003. Vol. 125. P. 18–27.
3. Saric W. S. Görtler vortices // Ann. Rev. Fluid Mech. 1994. Vol. 26. P. 379–409.
4. Taylor G. I. Stability of a viscous liquid contained between rotating cylinders // Philos. Trans. R. Soc. Ser. A. 1923. Vol. 223. P. 289–343.
5. Görtler H. Instabilität laminarer Grenzschichten an konkaven wanden gegenüber gewissen dreidimensionalen Störungen // ZAMM. 1941. Vol. 21. P. 250–252.
6. Clauser M., Clauser F. The effects of curvature on the transition from laminar to turbulent boundary layer // NACA TN 613. 1937.
7. Liepmann H. W. Investigations on laminar boundary layer stability and transition on curved boundaries // NACA Wartime Report, W-107. 1943.
8. Gregory N., Walker W. S. The effect on transition of isolated surface excrescences in the boundary layer // ARC Rept., R&M. 1956. № 2779. P. 1–10.
9. Ito A. The generation and breakdown of longitudinal vortices along a concave wall // J. Japan Soc. Aero. Space Sci. 1980. Vol. 28. P. 327–333.
10. Floryan J. M., Saric W. S. Stability of Görtler vortices in boundary layers // AIAA J. 1982. Vol. 20. P. 316–324.
11. Bippes H., Görtler H. Dreidimensionale Störungen in der Grenzschicht an einer konkaven Wand // Acta Mech. 1972. Vol. 14. P. 251–267.
12. Aihara Y., Tomita Y., Ito A. Generation, development and distortion of longitudinal vortices in boundary layers along concave and flat plates // Laminar-Turbulent Transition / Ed. by V. V. Kozlov. Berlin: Springer, 1985. P. 447–454.

13. *Hall P.* Görtler vortices in growing boundary layers: The leading edge receptivity problem, linear growth and the nonlinear breakdown stage // *Mathematika*. 1990. Vol. 37. P. 151.

14. *Haemmerlin G.* Ueber das Eigenwertproblem der dreidimensionalen Instabilität laminarer Grenzschichten an konkaven Wänden // *J. Rat. Mech. Anal.* 1955. Vol. 4. P. 279–321.

15. *Denier J. P., Seddougui S. O., Hall P.* On the receptivity problem for Görtler vortices: vortex motions induced by wall roughness // *Phil. Trans. Roy. Soc. Ser. A*. 1991. Vol. 335. P. 51.

16. *Boiko A. V., Grek G. R., Sboev D. S.* Spectral analysis of localized disturbances in boundary layer at subcritical Reynolds numbers // *Phys. Fluids*. 2003. Vol. 15. P. 3613–3624.

17. *Spall R. E., Malik M. R.* Goertler vortices in supersonic boundary layers // *AIAA Pap.* 1988. P. 3678.

18. *Hall P.* Taylor-Görtler vortices in fully developed or boundary-layer flows: Linear theory // *J. Fluid Mech.* 1982. Vol. 124. P. 475–494.

Материал поступил в редколлегию 11.05.2007

Д. М. Маркович^{1,2}, К. С. Первунин²¹ Институт теплофизики СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 1, Новосибирск, 630090, Россия² Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: pervunin@itp.nsc.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ГАЗОНАСЫЩЕННОЙ ИМПАКТНОЙ СТРУИ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ*

В работе предложен новый оптический метод измерения характеристик газо-жидкостных потоков, основанный на подходе лазерно-индуцированной флуоресценции. Разработаны комплексные алгоритмы анализа изображений на основе процедур фильтрации, бинаризации, идентификации границ образов пузырей и определения размеров образов. В комбинации с подходами PIV и PTV предложенный метод позволяет одновременно измерять мгновенные пространственные распределения скорости непрерывной фазы, а также размеры, положения и скорости частиц дисперсной фазы. Разработанный метод применен для исследования гидродинамической структуры газонасыщенной импактной струи. В результате рассчитаны пространственные распределения статистических моментов пульсаций скорости жидкости, скорости пузырей и локального объемного газосодержания (до третьих моментов включительно), в том числе и смешанные корреляции. Проведено сравнение пространственных распределений моментов скорости жидкости для однофазного и двухфазного потоков. Для выбранного сечения однофазной и газонасыщенной импактных струй показано, что присутствие газовой фазы оказывает существенное воздействие на турбулентную структуру импактной струи.

Ключевые слова: газонасыщенная струя, PIV, PLIF, PTV, лазерно-индуцированная флуоресценция.

Введение

Двухфазные газожидкостные потоки широко распространены в промышленности и многих технологических процессах: абсорбционные аппараты, испарители, скрубберы, воздушные подъемные насосы и др. В частности, добавление мелких газовых пузырей используется в качестве метода для снижения трения. Частицы газовой фазы играют ключевую роль в процессах кавитации, флотации, аэрации.

Неравномерность поля скорости потока приводит как к турбулентной дисперсии газожидкостного потока, так и к изменению уровня флуктуаций в непрерывной фазе. Влияние несущей фазы и частиц дисперсной фазы является взаимным: на траектории частиц влияет локальная неравновесная турбулентность жидкости (турбулентная дисперсия), движение пузырей оказывает существенное влияние на турбулентную структуру потока (модуляция турбулентности).

Начиная с работ А. Serizava и др. [1] и более поздних [2] в литературе представлено большое количество исследований подавления и усиления турбулентности пузырями. Однако большинство работ посвящено изучению течений в трубах и пузырьковых колоннах, тогда как пузырьковые слои смешения изучены в гораздо меньшем объеме.

При численном моделировании многофазных турбулентных потоков осреднение уравнений движения по пространству и ансамблю приводит к необходимости использования различных моделей замыкания. Однако их развитие и верификация требуют привлечения экспериментальных данных, таких как смешанные корреляции пульсаций скорости и локальной концентрации частиц дисперсной фазы.

В настоящее время существует достаточно большое количество различных бесконтактных оптических методов измерений в двухфазных потоках (теневой метод, интерферометрические методы, фазовая и ла-

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 07-08-00213).

зерная доплеровская анемометрия). Однако при применении таких методов к двухфазным течениям существует ряд ограничений, связанных с оптической прозрачностью потоков [3]. С увеличением объемного содержания частиц дисперсной фазы (пузырей) возрастает вероятность перекрытия образов частиц на изображении, и как следствие увеличивается погрешность определения формы, размеров и положений частиц. На данный момент в большинстве представленных в литературе работ исследуются потоки с относительно малым объемным содержанием газа ($< 1\%$).

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию гидродинамической структуры газонасыщенной импактной струи с помощью новой разработанной методики PLIF.

Экспериментальная установка и условия проведения эксперимента

Экспериментальная установка представляла собой замкнутый гидродинамический контур, оборудованный насосом, компрессором, расходомерами, манометром и термостатом. Измерения проводились в рабочем объеме, изготовленном из оргстекла (рис. 1), с размерами: высота – 400 мм, ширина – 200 мм, длина – 200 мм. Струйный поток формировался при помощи осесимметричного сопла Витошинского с выходным диаметром $d = 15$ мм. На расстоянии $H = 3d$ от сопла размещалась импактная поверхность. Число Рейнольдса, построенное по среднерасходной скорости жидкости $U_0 = 0,52$ м/с и диаметру сопла d , равнялось 8 900. В качестве рабочей жидкости был использован 10 % раствор этилового спирта в воде. Температура жидкости поддерживалась на постоянном уровне $26 \pm 0,5$ °С. Для внесения в поток монодисперсных пузырей заданного размера использовался смеситель специальной конструкции. Интегральное объемное газосодержание составляло $\beta = 3\%$.

Для измерений использовалась PIV-LIF система «ПОЛИС», состоящая из двойного импульсного Nd:YAG-лазера (длина волны излучения 532 нм, длительность импульса 10 нс), CCD-камеры и синхронизирующего процессора. Толщина лазерного «ножа», сформированного цилиндрической линзой, составляла 0,8 мм в измерительной области.

В поток добавлялись флуоресцентные трассеры (средний диаметр 20 мкм, диапазон длин волн излучения 550÷700 нм) для проведения PIV измерений. Для измерений при помощи теневой методики использовался синхронизируемый стробоскоп со светодиодной матрицей (100 светодиодов с длинами волн 475 ± 25 нм и углом излучения $\approx 30^\circ$). Длительность импульса излучения составляла 10 мкс. Перед матрицей стробоскопа устанавливался диффузный экран для достижения равномерной фоновой интенсивности на изображениях. При проведении экспериментов измерительная система управлялась компьютером с программным обеспечением «ActualFlow», разработанным в Институте теплофизики СО РАН.

Пример изображения пузырей, полученного теневым методом при объемном газосодержании 3 % вблизи сопла, представлен на рис. 2. Видно, что образы пузырей часто перекрываются, и в данном случае применение теневой методики затруднительно.

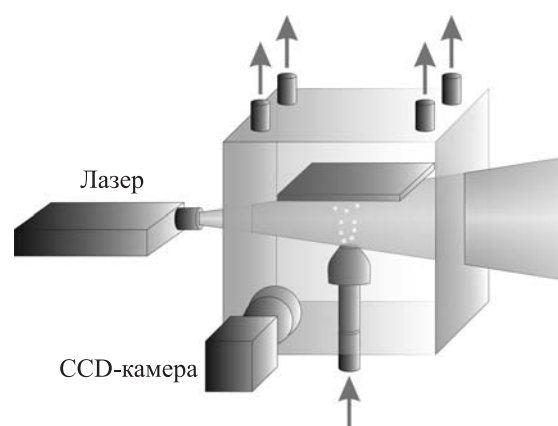


Рис. 1. Схема рабочего объема

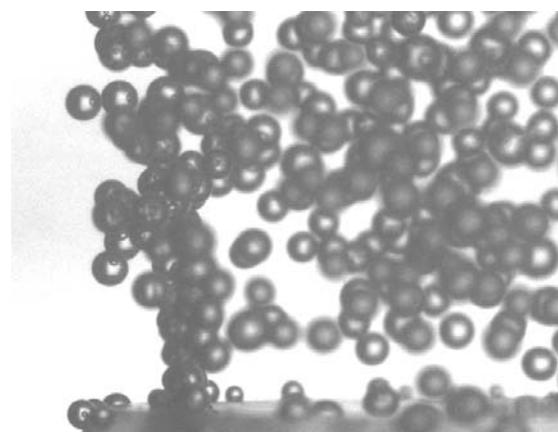


Рис. 2. Мгновенное распределение пузырей в потоке, полученное теневым методом

Метод измерений

В работе предложен новый метод измерений в пузырьковых потоках, основанный на методике Planar Laser Induced Fluorescence (PLIF). Суть подхода заключается в добавлении в жидкость флуоресцентного красителя («Rhodamine В»). Выбранное сечение потока освещается лазерным «ножом», при этом краситель переизлучает поглощенный свет как плоскость определенной толщины (см. рис. 1). С использованием оптического



Рис. 3. Схема алгоритма обработки изображений

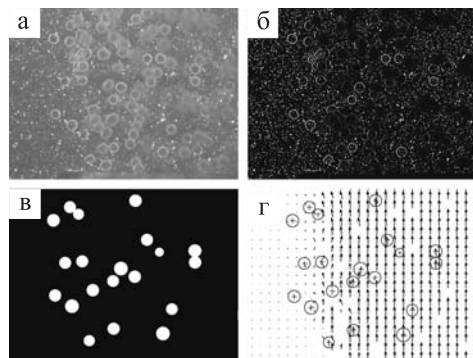


Рис. 4. Примеры данных на различных шагах обработки для PLIF подхода: а – исходное изображение; б – после применения дифференциального фильтра; в – восстановленные образы (маски); г – результат расчета

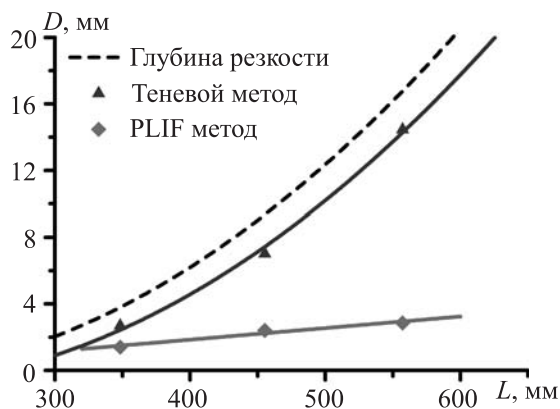


Рис. 5. Глубина осреднения для PLIF и теневого методов в сравнении с глубиной резкости объектива

фильтра, подавляющего излучение лазера, камера регистрирует излучение красителя. Пузыри, находящиеся в непосредственной близости от плоскости лазерного «ножа», отражают и преломляют свет, формируя яркое кольцо на изображении. Для измерения скорости несущей жидкости в поток добавляются флуоресцентные трассеры, при этом на изображении одновременно регистрируются как образы пузырей, так и образы трассеров. Для расчета перемещения трассеров применялся итерационный PIV алгоритм [4], а для перемещения пузырей – Particle Tracking Velocimetry (PTV).

Процесс обработки состоит из следующих стадий (рис. 3).

1. Применение фильтра для подавления высокочастотного шума.

2. Применение дифференциальных фильтров для расчета модуля градиента (теневой метод) или отрицательного значения лапласиана (PLIF метод) интенсивности на изображении (рис. 4, б).

3. Бинаризация по порогу, значение которого определяется заранее для каждого эксперимента.

4. Идентификация образов пузырей и определение их размеров и координат (рис. 4, в).

5. Расчет мгновенной скорости пузырей с использованием PTV алгоритма. Пространственное осреднение мгновенного газосодержания.

6. Устранение образов пузырей с исходного изображения для последующего расчета скорости жидкости методом PIV.

После применения процедур валидации данных на последнем шаге обработки рассчитывалась совместная статистика скорости жидкости, скорости пузырей и газосодержания.

Примеры данных на различных шагах обработки и результат вычисления размеров и скоростей пузырей и расчета поля скорости жидкости представлены на рис. 4.

В порядке отладки и калибровки предложенный PLIF метод был применен к одиночно всплывающим пузырям в комбинации с теневым методом. Измерения проводились при различных расстояниях от объектива до исследуемого объекта. Во время тестовых измерений варьировалось положение лазерного ножа для PLIF метода и фокусная плоскость для теневого методики (далее измерительная плоскость) относительно источника

пузырей. Экспериментально установлено соотношение между размером кольца-образа, рассчитываемым при использовании PLIF метода, и действительным размером пузырей, выбран порог бинаризации. Расстояние между наиболее удаленной от объектива и самой ближней плоскостями, в которых пузыри еще идентифицируются, соответствует области осреднения метода. На рис. 5 представлена зависимость глубины осреднения для PLIF и теневого методов в сравнении с глубиной резкости объектива. Видно, что для теневого метода глубина осреднения пропорциональна глубине резкости, в то время как для PLIF метода она слабо зависит от расстояния до объекта.

Предложенный метод обладает несколькими существенными преимуществами по сравнению с теньвым: область осреднения практически не зависит от расстояния до объекта и составляет порядка 2 мм, максимальные значения объемного газосодержания, при которых может быть применен PLIF метод, существенно больше, чем для теневого метода.

Результаты

Для газонасыщенной и однофазной струй были рассчитаны пространственные распределения средней скорости, статистических моментов пульсаций скорости жидкости, скорости пузырей и объемного газосодержания (до третьих моментов включительно), в том числе и смешанные корреляции. Для выбранного сечения на расстоянии одного калибра от импактной поверхности ($z/d = 2$) приведены профили средней скорости, вторые и третьи моменты (рис. 6–8).

Из рис. 6 видно, что наличие газовой фазы несколько уширяет профиль средней продольной скорости жидкости в импактной струе, и скорость всплывающих пузырей существенно выше, чем скорость жидкости. Более существенное влияние наличие газовой фазы оказывает на турбулентную структуру потока. Из рис. 7 видно, что для газонасыщенной струи максимальное значение вторых моментов уменьшается примерно в 2 раза, а третьих – в 4 раза.

На рис. 8 представлены профили совместных корреляций пульсаций газосодержания и скорости жидкости. Можно сделать вывод, что корреляции, соответствующие пульсациям продольной скорости потока u , имеют на-

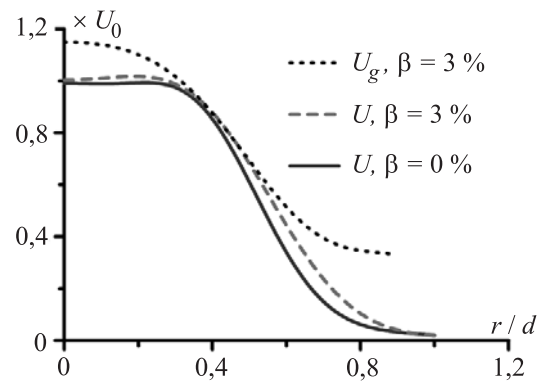


Рис. 6. Профили средней продольной скорости для одно- и двухфазных импактных струй

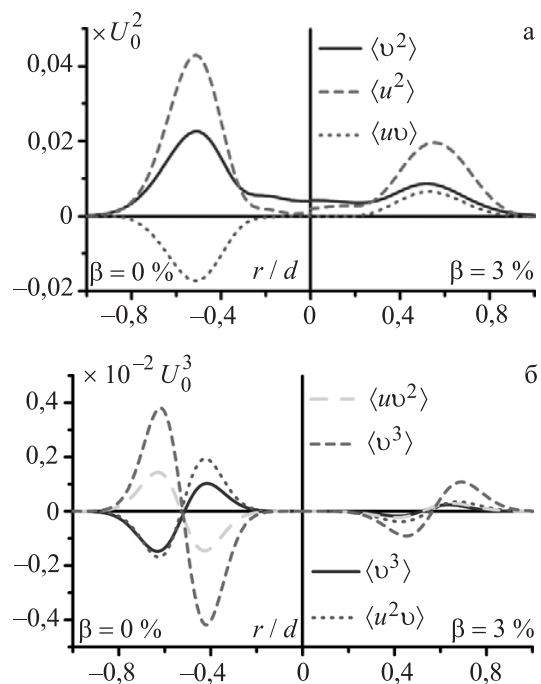


Рис. 7. Профили вторых (а) и третьих (б) моментов пульсаций скорости жидкости для одно- и двухфазных импактных струй

ибольшие значения, и в целом, пространственное распределение корреляций имеет достаточно сложную структуру.

Заключение

В работе предложен новый оптический метод исследования пузырьковых потоков. Проведено экспериментальное исследование импактной газонасыщенной турбулентной струи при объемном содержании газа 3 %. Показано, что наличие пузырей в потоке приводит к подавлению интенсивности турбулентных пульсаций, существенно уменьшая величину статистических моментов.

Впервые для данного вида течения измерены совместные корреляции пульсаций га-

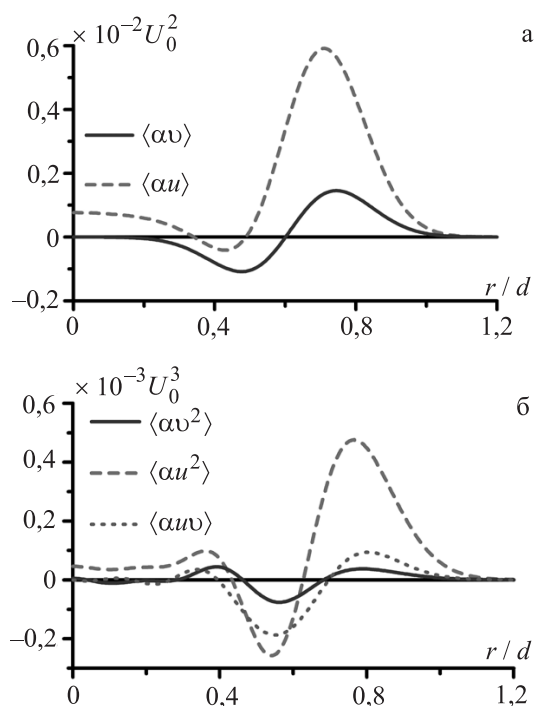


Рис. 8. Профили смешанных корреляций второго (а) третьего (б) порядка для газонасыщенной импактной струи

зосодержания и скорости потока жидкости до третьего порядка включительно, что является необходимой информацией для развития и верификации современных подходов моделирования турбулентных газожидкостных потоков.

Список литературы

1. Serizawa A., Kataoka I., Michigoshi I. Turbulence structure of air-water bubbly flow – II. Local properties // Int. J. Multiphase Flow. 1975. Vol. 2. P. 235–246.

2. Lance M., Bataille J. Turbulence in the liquid phase of a uniform bubbly air-water flow // J. Fluid Mech. 1991. Vol. 222. P. 95–118.

3. Damaschke N., Nobach H., Tropea C. Optical limits of particle concentration for multi-dimensional particle sizing techniques in fluid mechanics // Exp. Fluids. 2002. Vol. 32. P. 143–152.

4. Ахметбеков Е. К., Бильский А. В., Ложкин Ю. А. и др. Система управления экспериментом и обработки данных, полученных методами цифровой трассерной визуализации (ActualFlow) // Вычислительные методы и программирование. 2006. Т. 7. С. 79–85.

Список обозначений

α – локальное значение газосодержания
 β – объемная доля газовой фазы
 d – выходной диаметр сопла, м
 H – расстояние от сопла до импактной поверхности
 L – расстояние от камеры до объекта, м
 D – глубина осреднения, м
 u, v – пульсации продольной и радиальной компонент скорости жидкости, м/с
 r, z – радиальная и аксиальная координаты, м
 U, U_g – продольные компоненты средней скорости жидкости и газа, м/с
 U_0 – среднерасходная скорость жидкости, м/с

Материал поступил в редколлегию 15.05.2007

М. Н. Уваров, Л. В. КуликНовосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, РоссияИнститут химической кинетики и горения СО РАН
ул. Институтская, 3, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: uvarov@kinetics.nsc.ru**ИЗУЧЕНИЕ СПИНОВОЙ ДИНАМИКИ ТРИПЛЕТНОГО ФУЛЛЕРЕНА C_{60} В СТЕКЛООБРАЗНОМ ОРТО-ТЕРФЕНИЛЕ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОННОГО СПИНОВОГО ЭХА ***

Получены эхо-детектируемые ЭПР спектры триплетного фуллерена C_{60} в стеклообразной матрице орто-терфенила при температурах $80 \div 260$ К. Для моделирования сужения спектра с увеличением температуры использовалась модель быстрых анизотропных псевдовращений (динамический эффект Яна – Теллера) молекулы C_{60} в потенциале, создаваемом стеклообразной матрицей. Произведена оценка величины этого потенциала и времени корреляции псевдовращений.

Ключевые слова: электронное спиновое эхо, триплетное состояние, фуллерен.

Введение

Фуллерен C_{60} , обнаруженный в 1985 г. и названный бакминстерфуллереном, является одной из стабильных аллотропных форм углерода. Молекула C_{60} имеет форму усеченного икосаэдра (футбольного мяча) и высокую группу симметрии I_h . C_{60} легко возбуждается в триплетное состояние $^3C_{60}$ вспышкой видимого или ультрафиолетового света с возникновением высокой спиновой поляризации, т. е. разности населенностей спиновых подуровней. Имея такие уникальные свойства, материалы на основе фуллеренов являются перспективными для создания МАЗЕРов [1] и квантовых компьютеров.

Триплетное состояние C_{60} изучается в течение многих лет. В работе [2] были представлены результаты квантово-химических вычислений электронной структуры молекулы C_{60} в основном состоянии, в котором отсутствуют вырожденные уровни. При возбуждении в триплетное состояние происходит вырождение электронных уровней, которое снимается вследствие эффекта Яна – Теллера. Согласно общепринятой точке зрения наиболее энергетически выгодным

является понижение симметрии до D_{5d} [3]. Также предпринимались исследования формы линии спектров электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) $^3C_{60}$, находящегося в различных окружениях: время-разрешенного [4–6], эхо-детектируемого [7; 8], однако в настоящее время существуют несколько различных интерпретаций температурной зависимости спектров ЭПР $^3C_{60}$. Основным недостатком моделей, предложенных в работах [5; 8] является то, что они предсказывают очень короткое время поперечной спиновой релаксации T_2 для $^3C_{60}$, что находится в явном противоречии с экспериментальными данными.

Целью настоящей работы является исследование спиновой динамики фотовозбужденного триплетного состояния C_{60} в зависимости от температуры и построение модели, непротиворечиво объясняющей температурную зависимость спектров ЭПР и времени релаксации T_2 для $^3C_{60}$.

Уровни энергии триплетной молекулы

Молекулу в триплетном состоянии описывают гамильтонианом, в который основные вклады вносят Зеемановское взаимодейс-

* Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ для молодых ученых № МК-7440.2006.3, Фонда поддержки отечественной науки и совместного гранта РФФИ и Японского общества продвижения науки (Japan Society for Promotion of Science) № 06-03-91362.

твие электронного спина триплета и магнитное диполь-дипольное взаимодействие двух неспаренных электронов молекулы:

$$H = g\beta\mathbf{B}_0S + H_D, \quad (1)$$

где $\mathbf{B}_0$ – вектор внешнего магнитного поля; S – оператор электронного спина триплета, $S = 1$; β – магнетон Бора. Анизотропию g -фактора мы не учитывали ввиду ее малости. В лабораторной системе координат (X, Y, Z) вектор $\mathbf{B}_0$ направлен вдоль оси Z . Второй член гамильтониана (1) можно записать через тензор расщепления в нулевом поле D_{ij} :

$$H_D = \frac{1}{2} S_i D_{ij} S_j.$$

В молекулярной системе координат (x, y, z) (системе координат главных осей тензора D_{ij}) внешнее магнитное поле равно $\mathbf{B} = B_0(\sin\theta\cos\varphi, \sin\theta\sin\varphi, \cos\theta)$, где θ и φ – полярный и азимутальный углы вектора $\mathbf{B}_0$ соответственно, тензор D_{ij} может быть переписан в виде

$$H_D = D\left(S_z^2 - \frac{1}{3}S^2\right) + E(S_x^2 - S_y^2),$$

где D и E – параметры расщепления в нулевом поле.

В первом порядке теории возмущения, считая $D, E \ll g\beta B_0$ (приближение сильного магнитного поля), получим частоты переходов между спиновыми уровнями триплета T_0, T_+, T_- . Для переходов $T_0 \rightarrow T_+$ и $T_0 \rightarrow T_-$ они равны соответственно [9]:

$$F_{0+} = g\beta B_0 + \frac{D}{2}(3\cos^2\theta - 1) + \frac{3E}{2}\sin^2\theta\cos 2\varphi;$$

$$F_{0-} = g\beta B_0 - \frac{D}{2}(3\cos^2\theta - 1) - \frac{3E}{2}\sin^2\theta\cos 2\varphi. \quad (2)$$

Поляризация триплетных состояний

Выразим собственные функции триплета в высоком магнитном поле через собственные функции гамильтониана в нулевом поле T_x, T_y и T_z .

$$T_0 = iT_x \sin\theta\cos\varphi + T_y \sin\theta\sin\varphi + T_z \cos\theta;$$

$$T_+ = T_x \frac{i\sin\varphi + \cos\theta\cos\varphi}{\sqrt{2}} - T_y \frac{i\cos\varphi + \cos\theta\sin\varphi}{\sqrt{2}} + T_z \frac{\sin\theta}{\sqrt{2}};$$

$$T_- = -T_x \frac{i\sin\varphi + \cos\theta\cos\varphi}{\sqrt{2}} + T_y \frac{i\cos\varphi + \cos\theta\sin\varphi}{\sqrt{2}} + T_z \frac{\sin\theta}{\sqrt{2}}. \quad (3)$$

Будем считать, что населенности состояний в нулевом магнитном поле T_x, T_y и T_z непосредственно после образования триплета

есть соответственно p_x, p_y и p_z . Населенности состояний T_0, T_+, T_- , вычисленные на основании (3) есть

$$p_0 = p_x \sin^2\theta \sin^2\varphi + p_y \sin^2\theta \cos^2\varphi + p_z \cos^2\theta;$$

$$p_+ = p_- = \frac{1}{2} p_x (\cos^2\theta \cos^2\varphi + \sin^2\varphi) + \frac{1}{2} p_y (\cos^2\theta \sin^2\varphi + \cos^2\varphi) + \frac{1}{2} p_z \sin^2\theta.$$

Тогда интенсивности переходов $T_+ \rightarrow T_0$ и $T_- \rightarrow T_0$ равны

$$p_+ - p_0 = p_- - p_0 = \frac{1}{2} p_x (\cos^2\theta \cos^2\varphi + \sin^2\varphi - 2\sin^2\theta \sin^2\varphi) + \frac{1}{2} p_y (\cos^2\theta \sin^2\varphi + \cos^2\varphi - 2\sin^2\theta \cos^2\varphi) + \frac{1}{2} p_z (\sin^2\theta - 2\cos^2\theta). \quad (4)$$

Как видно из (4), интенсивности переходов обращаются в ноль в случае $p_x = p_y = p_z$. В иных случаях наблюдается поляризация спина триплета, и интенсивности переходов становятся отличны от нуля. Различие между p_x, p_y и p_z обусловлено тем, что скорости интеркомбинационных переходов из возбужденного синглетного состояния в триплетное зависят от спинового подуровня, на который происходит переход (T_x, T_y или T_z для нулевого магнитного поля) [10].

Эксперимент

Фуллерен C_{60} любезно предоставлен проф. И. А. Нуретдиновым (Казанский институт органической и физической химии им. Арбузова). C_{60} был растворен в неполярном органическом растворителе орто-терфениле (ОТФ) с концентрацией примерно 10^{-4} моль/литр. Раствор помещался в ампулы с внутренним диаметром 4 мм. Производилось не менее трех циклов обезгаживания растворов: замораживания – откачивания воздуха из ампулы с раствором – размораживания, после чего при высоком вакууме ампула запаивалась. Непосредственно перед проведением экспериментов образец нагревался до температуры плавления ОТФ и затем быстро охлаждался в жидком азоте, таким образом было получено стеклообразное состояние ОТФ.

Эксперименты производились на импульсном ЭПР спектрометре Bruker ESP-380E, оснащенный диэлектрическим резонатором (Bruker ER 4118 X-MD-5), который был помещен в криостат Oxford Instruments CF 935, охлаждаемый жидким азотом. Для возбуждения C_{60} в триплетное состояние, использовался свет второй гармоники импульсного YAG лазера Surelite I-10 с длиной волны

532 нм, длительностью импульса 10 нс, частотой повторения импульсов 7 Гц, энергией в одной вспышке света 20 мДж. Рабочая частота ЭПР спектрометра равнялась 9,493 ГГц. Для наблюдения сигнала электронного спинового эха применялась двухимпульсная последовательность $\pi/2 - \tau - \pi - \tau$ – эхо с задержкой $\tau = 120$ нс, с длительностью микроволновых $\pi/2$ и π импульсов 16 и 32 нс соответственно. Сигнал спинового эха оцифровывался и интегрировался встроенным интегратором. Аппаратная задержка между вспышкой лазера и началом импульсной последовательности равна примерно 200 нс.

Экспериментальные результаты

Эхо-детектируемые (ЭД) ЭПР спектры ³C₆₀ в стеклообразном ОТФ, снятые при различных температурах в пределах 80–260 К показаны на рис. 1. Спектры являются спин-поляризованными с участками абсорбции в низкочастотной области и эмиссии в высокочастотной, т. е. наблюдается эффект химической поляризации электронов. Видно, что при увеличении температуры происходит значительное сужение спектра.

В работах [5; 8] изменение формы линии ЭД ЭПР спектров ³C₆₀ в стеклообразной матрице с увеличением температуры объяснялось с помощью предположения об изотропном псевдовращении (динамическом эффекте Яна – Теллера) молекулы ³C₆₀. Для температур выше 80 К характерное время псевдовращений предполагалось в работе [5] порядка обратной ширины статического спектра ЭПР ³C₆₀, т. е. $\tau_c \sim 1/D \sim 1$ нс. Сходные предположения выдвигались также в работе [8]. Однако данное объяснение не является удовлетворительным, поскольку псевдовращение с такой скоростью привело бы к очень короткому времени спин-спиновой релаксации $T_2 \sim \tau_c \sim 1$ нс, что не позволило бы наблюдать ЭСЭ в данной системе. Согласно полученным в настоящем исследовании данным по кинетике спада сигнала электронного спинового эха, наблюдается гораздо большее время $T_2 > 200$ нс, причем T_2 слабо зависит от температуры в диапазоне 80–240 К.

В случае быстрых изотропных псевдовращений ($1/\tau_c \gg D$) диполь-дипольное взаимодействие усредняется полностью, сигнал эха становится ненаблюдаемым методом электронного спинового эха: спектр вырождается в одну узкую линию шириной меньше 1 Гс. Это явление наблюдалось у ³C₆₀ в жидкос-

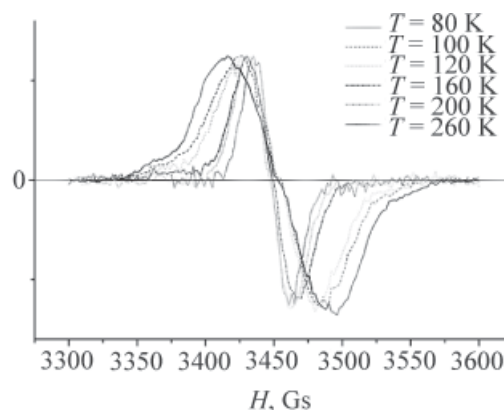


Рис. 1. ЭД ЭПР спектры ³C₆₀ в стеклообразном орто-терфениле при различных температурах

тях при помощи время-разрешенного [11] и импульсного ЭПР с регистрацией спада свободной индукции [12]. Однако спектры ³C₆₀ в стеклообразном ОТФ не описываются моделью быстрых изотропных псевдовращений.

Мы предлагаем модель быстрых анизотропных псевдовращений ($\tau_c \ll 1/D \sim 1$ нс) молекулы ³C₆₀, вытянутой вдоль одного направления вследствие эффекта Яна – Теллера. В этом случае ориентация молекулы ³C₆₀ определяется направлением этой выделенной оси, сонаправленной с осью z тензора D_{ij} этой молекулы. Предполагается также, что псевдовращения каждой молекулы фуллера происходят в потенциале $U(\alpha)$, определяемом взаимодействием отдельной молекулы ³C₆₀ со стеклообразной матрицей окружения. Потенциал $U(\alpha)$ зависит от угла α между направлением оси z тензора D_{ij} триплетной молекулы ³C₆₀ и выделенным направлением ее локального окружения. Плотность вероятности распределения углов α при быстрых псевдовращениях в потенциале $U(\alpha)$ определяется распределением Больцмана:

$$\frac{dW}{d\alpha} = \exp\left(-\frac{U(\alpha)}{kT}\right) \cdot \sin \alpha, \quad (5)$$

где k – постоянная Больцмана; T – температура. В таком случае при моделировании спектров необходимо усреднять резонансные частоты ³C₆₀ для различных углов α . При этом происходит лишь частичное усреднение тензора D_{ij} , что вызывает сужение спектра ЭПР на величину, определяемую отношением $U(\alpha) / kT$.

Численное моделирование

ЭД ЭПР спектры ³C₆₀ численно моделировались следующим образом. При помощи

пакета программ MATLAB 7.0 усреднялись все возможные резонансные частоты (2) при различных ориентациях тензора H_D относительно направления внешнего магнитного поля при фиксированном случайном направлении выделенной оси локального окружения, учитывая распределение по углам α (5). Предполагалось, что происходят переходы $T_0 \rightarrow T_+$ and $T_0 \rightarrow T_-$. Интенсивность сигнала эха при фиксированном магнитном поле $\mathbf{B}_0$ (индивидуальная линия) строилась пропорционально количеству тех ориентаций молекулы $^3\text{C}_{60}$, при которых возникает резонанс, а также пропорциональна разности населенностей уровней (4). Далее, каждая индивидуальная линия уширялась с заданной шириной H_d ; производилась свертка с гауссовой функцией. После этого полученный спектр

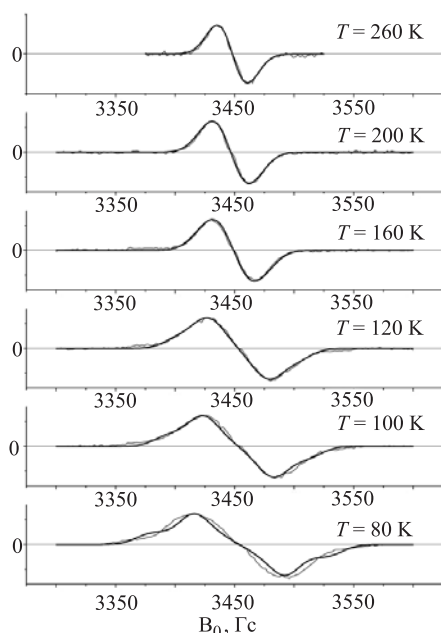


Рис. 2. Численное моделирование сужения ЭД ЭПР спектров с увеличением температуры: (жирные кривые) в сравнении с экспериментальными (тонкие кривые)

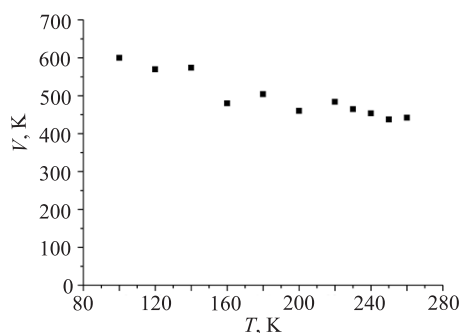


Рис. 3. Величина потенциала $U(\alpha) = -V\cos(\alpha)$, создаваемого локальным окружением, в зависимости от температуры

усреднялся по всем возможным направлениям выделенной оси локального окружения.

Параметры расщепления в нулевом поле $D/g\beta = 115$ Гс, $E/g\beta = 0$, населенности $p_x = p_y = 1$, $p_z = 0$ [5; 8], $g = 1,9996$ [13], индивидуальная ширина линии $H_d = 15$ Гс применялись для моделирования спектров при всех температурах. Варьировался только потенциал $U(\alpha)$.

Обсуждение результатов

Спектры, моделированные с $U(\alpha) = -V\cos(\alpha)$, показаны на рис. 2. Видно хорошее согласие экспериментальных спектров с расчетными. На рис. 3 представлена зависимость параметра V (в единицах температуры) от температуры. При увеличении температуры параметр V незначительно уменьшается. Это можно объяснить размягчением стеклообразной матрицы ОТФ. Аналогичное явление – увеличение подвижности матрицы ОТФ нитроксильных радикалов – наблюдалось ранее [14; 15].

Спектры удачно моделировались с другими потенциалами: $U(\alpha) = V\alpha^2$ и $U(\alpha) = -V\cos(2\alpha)$. При этом подбирались подходящие параметры V , которые отличались друг от друга в каждом конкретном случае, однако их температурная зависимость качественно не менялась.

Время корреляции псевдовращений $^3\text{C}_{60}$ τ_c можно легко оценить для тех температур, где происходит значительное сужение ЭД ЭПР спектров. В этом случае псевдовращения приводят к флуктуациям резонансной частоты спина триплета, характерная величина которых есть $\Delta\omega \approx D \approx 2 \cdot 10^9$ рад/с (масштаб флуктуаций приближенно соответствует ширине статического спектра). Согласно теории Рэдфилда в пределе быстрого обмена

$$\tau_c = \frac{1}{\langle \Delta\omega^2 \rangle > T_2}, \quad (6)$$

где $\langle \Delta\omega^2 \rangle$ – среднеквадратичная величина флуктуации резонансной частоты. Из (6) мы оцениваем время корреляции $\tau_c \leq 10^{-12}$ с, согласующееся с оценками, сделанными для псевдовращений $^3\text{C}_{60}$ в жидкости [11]. Такое совпадение говорит о том, что τ_c не зависит существенно от температуры. Величина $1/\tau_c$ по порядку величины соответствует частотам нормальных колебаний ($10^{12} \div 10^{13}$ с $^{-1}$), вследствие которых происходят псевдовращения.

Оцененное в данной работе значение τ_c существенно отличается от аналогичных оценок, сделанных в предыдущих работах для псевдовращения $^3C_{60}$ в стеклообразном толуоле. В работе [5] сделан вывод о том, что τ_c изменяется от 1 до 0,07 нс при увеличении температуры от 70 до 116 К, в то время как в работе [8] предполагается $\tau_c = 14$ нс при 80 К. Различие с выводами данной работы объясняется тем, что в работах [5; 8] использовались модели, основанные на изотропном псевдовращении $^3C_{60}$. Как показано выше, такие модели приводят к явно заниженному значению T_2 . Поэтому учет влияния стеклообразной матрицы, приводящей к анизотропии псевдовращений, является необходимым для корректного описания динамики $^3C_{60}$.

Заключение

Спин-поляризованные эхо-детектируемые ЭПР спектры фотовозбужденного триплетного фуллерена C₆₀ в стеклообразном орто-терфениле были получены при температурах 80–260 К. Температурная зависимость формы линии спектров рассчитана в модели быстрых анизотропных псевдовращений в анизотропном потенциале, обусловленном взаимодействием фуллерена с молекулами локального окружения. Величина этого потенциала определена из численного моделирования спектров. Оцененная величина времен корреляции псевдовращений согласуется с характерными нормальными частотами колебаний.

Список литературы

1. Blank A., Kastner R., Lebanon H. Exploring new active materials for low-noise room-temperature microwave amplifiers and other devices // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1998. Vol. 46. P. 2137–2144.
2. Макарова Т. Л. Электронная структура фуллеренов и фуллеритов. СПб.: Наука, 2001.
3. Surjan P. R., Nemeth K., Benatti M. et al. Zero-field-splitting in the lowest triplet state of C₆₀ // Chem. Phys. Lett. 1996. Vol. 251. P. 115–118.
4. Wasilewski M. R., O'Neil M. P., Lykke K. R. et al. Triplet states of fullerenes C₆₀ and C₇₀: electron paramagnetic resonance spectra, photophysics, and electronic structures // Journal of American Chemical Society. 1991. Vol. 113. P. 2774–2776.
5. Regev A., Gamiel D., Meiklyar V. et al. Dynamics of $^3C_{60}$ probed by electron-paramagnetic resonance–motional analysis in isotropic and liquid-crystalline matrices // Journal of Physical Chemistry. 1993. Vol. 97. P. 3671–3679.
6. Ceola S., Franco L., Corvaja C. Time resolved EPR of excited triplet C₆₀ aligned in nematic liquid crystals // Journal of Physical Chemistry. 2004. Vol. 108. P. 9491–9497.
7. Bennati M., Grupp A., Mehring M. et al. Pulsed EPR on the photoexcited triplet state of C₆₀ fullerene // Chem. Phys. Lett. 1992. Vol. 200. P. 440–444.
8. Bennati M., Grupp A., Mehring M. Electron paramagnetic resonance lineshape analysis of the photoexcited triplet state of C₆₀ in frozen solution. Exchange narrowing and dynamic Jahn-Teller effect // J. of Chem. Phys. 1995. Vol. 102. P. 9457–9464.
9. Seidel H., Mehring M., Stehlik D. Room-temperature kinetics of the photoexcited triplet state of acridine in fluorine crystals as obtained from electron spin echo studies // Chem. Phys. Lett. 1984. Vol. 104. P. 552–559.
10. Groot M. S., Hesselmann I. A. M., Schmidt J. et al. Optical pumping in an organic crystal: quinoxaline in durene // Molecular Physics. 1968. Vol. 15 (1). P. 17–36.
11. Closs G. L., Gautam P., Zhang D. et al. Steady-state and time-resolved direct detection EPR-spectra of fullerene triplets in liquid solution and glassy matrices – evidence for a dynamic Jahn-Teller effect in triplet C-60 // Journal of Physical Chemistry. 1992. Vol. 96. P. 5228–5231.
12. Steren C. A., Wan Willigen H., Dinse K. P. Spin dynamics of C-60 triplets // Journal of Physical Chemistry. 1994. Vol. 98. P. 7464–7469.
13. Dauw X. L. R., van den Berg G. J. B., van den Heuvel D. J. et al. The triplet wave function of C-60 from W-band electron nuclear double resonance spectroscopy // J. of Chem. Phys. 2000. Vol. 112. P. 7102–7110.
14. Dzuba S. A., Kirilina E. P., Salnikov E. S. On the possible manifestation of harmonic-anharmonic dynamical transition in glassy media in electron paramagnetic resonance of nitroxide spin probes // J. Chem. Phys. 2006. Vol. 125.
15. Dzuba S. A., Salnikov E. S., Kulik L. V. CW EPR, echo-detected EPR, and field-step ELDOR study of molecular motions of nitroxides in o-terphenyl glass: Dynamical transition, dynamical heterogeneity and beta-relaxation // Applied Magnetic Resonance. 2006. Vol. 30. P. 637–650.

Л. М. Чикишев^{1,2}, А. В. Бакланов^{1,2}, Г. А. Богданчиков^{1,2},
С. А. Кочубей³, Е. В. Пестряков⁴, В. И. Трунов⁴

¹ Институт химической кинетики и горения СО РАН
ул. Институтская, 3, Новосибирск, 630090, Россия

² Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

³ Институт физики полупроводников СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

⁴ Институт лазерной физики СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 13/3, Новосибирск, 630090, Россия

E-mail: baklanov@kinetics.nsc.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ДИНАМИКИ МОЛЕКУЛЫ ТРИЭТИЛАМИНА В ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЯХ *

Исследована фемтосекундная динамика молекулы триэтиламина после фотовозбуждения в первые два синглетных электронно-возбужденных состояниях S_1 и S_2 . Использовалась двухимпульсная схема возбуждения-зондирования (pump-probe). В качестве возбуждающего и зондирующего излучения использовались излучение на основной частоте фемтосекундного лазера на титан-сапфире (длина волны 800 нм) и его вторая и третья гармоники (400 и 266 нм соответственно). Возбуждение в состояние S_1 осуществлялось при поглощении кванта с длиной волны 266 нм, а в состояние S_2 – при двухквантовом возбуждении излучением с длиной волны 400 нм. Зондирующее излучение на 800 нм обеспечивало ионизацию возбужденных молекул триэтиламина. Измерено время внутримолекулярной колебательной релаксации к равновесной геометрии в состояниях S_1 , которое составило 18 ± 6 фс. Обнаружено, что при возбуждении в состояние S_2 процессы колебательной релаксации и внутренней конверсии в состояние S_1 не разделены во времени и детектируются как единый процесс с характерным временем 71 ± 12 фс. Квантово-химически рассчитана структура и энергетика молекулы триэтиламина в состояниях S_1 и S_2 .

Ключевые слова: триэтиламин, фотовозбуждение, Ридберговские синглетные состояния, внутренняя конверсия, фемтосекундная динамика.

Введение

Фотовозбуждение молекул сопровождается рядом быстропротекающих процессов, таких как внутримолекулярное перераспределение колебательной энергии, внутренняя конверсия (переход между электронными состояниями) и диссоциация. Эти процессы часто происходят на временах порядка пикосекунд и короче, поэтому для детального их исследования требуется фемтосекундное разрешение.

Большой интерес представляет исследование фотопротектов, протекающих в молекулах, содержащих amino- и замещенные ами-

ногруппы, которые входят в состав большого количества молекул, представляющих практический интерес, таких как аминокислоты, органические красители и т. д. В качестве модельной системы мы выбрали молекулу триэтиламина (ТЭА). Целью настоящей работы было исследование внутримолекулярных процессов перераспределения энергии, сопровождающих возбуждение этой молекулы в первые два электронно-возбужденных состояния, и протекающих в фемтосекундном временном диапазоне.

Возбуждение первых электронно-возбужденных состояний молекулы ТЭА осуществляется излучением ультрафиолетового

* Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 06-03-32542) и Сибирского отделения Российской академии наук (междисциплинарный грант № 62).

диапазона. Обзор результатов исследования спектроскопии ТЭА в ультрафиолетовой области был сделан М. Робином [1]. В этой области имеется полоса поглощения с максимумом в районе 210 нм. Профиль поглощения является суперпозицией двух полос, соответствующих переходам электрона $n_N \rightarrow 3s$ ($S_0 \rightarrow S_1$) и $n_N \rightarrow 3p$ ($S_0 \rightarrow S_2$) из неподеленной электронной пары на атоме азота на $3s$ и $3p$ Ридберговские орбитали с вертикальной энергией 42 000 и 47 200 см^{-1} , которые отвечают центрам полос поглощения около 240 и 210 нм соответственно. Основной вклад в интенсивность обеспечивает $n_N \rightarrow 3p$ переходом. Полосы поглощения ТЭА не имеют структуры, но У. Матсуми и К. Оби удалось наблюдать слабую структуру для триметиламина (ТМА) [2]. Слабая колебательная структура с интервалами порядка 380 см^{-1} , наблюдавшаяся при поглощении в первой полосе для ТМА [2], была интерпретирована как переход к более плоской структуре аминов в Ридберговском состоянии по сравнению с основным. Расстояние между колебательными полосами 380 см^{-1} очень близко к колебательному волновому числу 365 см^{-1} , которое соответствует симметричному изгибному колебанию C-N-C в основном состоянии ТМА. Возбуждение аминов в ультрафиолетовой области ведет к их последующей флуоресценции и диссоциации, причем соотношение этих процессов зависит от длины волны возбуждающего излучения. Флуоресценция ТЭА как и других третичных аминов была хорошо изучена К. Фримэном с соавторами [3]. Они наблюдали, что спектры флуоресценции, полученные при возбуждении на длинах волн 206,2 и 253,7 нм, неразличимы. Такая же идентичность была позднее обнаружена Матсуми и Оби для ТМА, и они заключили, что флуоресценция происходит из синглетного Ридберговского состояния S_1 независимо от того, какое состояние (S_1 или S_2) возбуждается. Эти результаты были интерпретированы как процесс быстрой внутренней конверсии из состояния S_2 в S_1 , которая происходит на временах короче наносекунды. Аналогичное заключение было получено Дж. Мэтисом и Р. Комптоном, которые применяли фотоэлектронную спектроскопию для изучения фотоионизации триэтиламина [4]. В экспериментах по многофотонной ионизации, которые провели эти авторы, оба состояния S_1 и S_2 могли возбуж-

даться на различных длинах волн, но энергетический спектр фотоэлектронов всегда показывал, что ионизация происходит из состояния S_1 . Это подтверждает быструю внутреннюю конверсию из S_2 в S_1 на субнаносекундном уровне. Согласно А. Халперну [5] и К. Куретону с соавторами [6], возбуждение ТЭА на относительно больших длинах волн (240–260 нм) соответствует возбуждению в состояние S_1 , из которого наблюдается флуоресценция с квантовым выходом, близким к единице, и временем флуоресценции около 60 нс. Уменьшение длины волны возбуждающего излучения приводит к уменьшению квантового выхода и укорочению времени флуоресценции, что обусловлено появлением безызлучательной конверсии в основное электронное состояние и диссоциации по C-N связи [6]. Похожее поведение наблюдали Матсуми и Оби для триметиламина [2]. К. Касатани с соавторами [7] изучали природу возбужденных электронных состояний ТЭА при помощи исследования спектра двухфотонно возбуждаемой флуоресценции. Они нашли, что спектры флуоресценции при облучении на длине волны 450–525 нм совершенно аналогичны спектрам в одноквантовых экспериментах. Количественное сравнение интенсивности флуоресценции, измеренной при линейной и круговой поляризации возбуждающего излучения, позволило этим авторам заключить, что переходы связаны с возбуждением зонтичного инверсного колебательного движения (упоминавшееся выше симметричное C-N-C изгибное колебание). Двухфотонное возбуждение состояний S_1 и S_2 также можно проследить из спектра многофотонной ионизации третичных аминов, описанной Д. Паркером и Д. Тэйлором с соавторами [8; 9].

Приведенный выше обзор предыдущих исследований по спектроскопии и фотоиницированным процессам в ТЭА и других третичных аминах показывает важность внутримолекулярных процессов перераспределения энергии для фотофизики и фотохимии этих молекул. В то же время до настоящего времени отсутствовали времяразрешенные измерения динамики этих процессов. В представленной работе для исследования этих процессов в электронно-возбужденных состояниях S_1 и S_2 мы использовали двухимпульсную схему возбуждения-зондирования (рис. 1). Первый, возбуждающий,

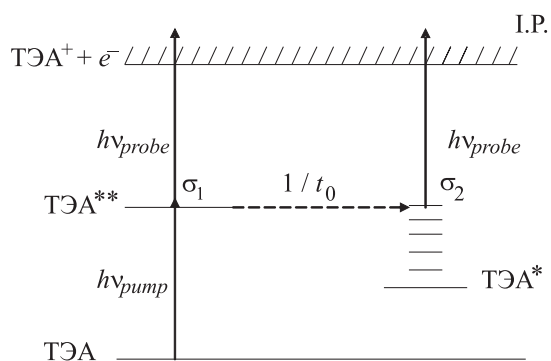


Рис. 1. Принципиальная схема наблюдения фемтосекундной динамики

импульс переводит молекулу из основного в возбужденное состояние ТЭА**. В результате внутримолекулярной конверсии с характерным временем t_0 молекула переходит в нижележащее электронное состояние ТЭА* с сохранением полной энергии. Зондирующее излучение ионизует молекулу, причем сечения ионизации σ_1 и σ_2 для этих двух состояний отличаются. Начальное и конечное состояния могут быть как разными электронными состояниями, так и разными колебательными состояниями для одного электронного состояния. Если поверхность потенциальной энергии в нейтральной молекуле и в ионизованном состоянии отличаются, что, как правило, и имеет место, то во всех этих случаях спектры фотоионизации, а соответственно и сечения фотоионизации σ_1 и σ_2 на частоте зондирующего излучения для начального и конечного состояний будут различны. Поэтому при изменении задержки между импульсами сигнал ионизации, пропорциональный концентрации заряженных частиц, меняется и определяется отношением заселенностей двух состояний молекулы ТЭА в момент действия зондирующего импульса. В результате измеренная зависимость сигнала ионизации от задержки между импульсами позволяет измерить время t_0 .

Для интерпретации природы наблюдаемых процессов были также использованы результаты проведенного нами квантово-химического расчета геометрии и энергетических характеристик электронных состояний молекулы ТЭА.

Экспериментальная часть

Использовался фемтосекундный лазер на титан-сапфире (Ti:S) Института лазерной физики СО РАН (рис. 2). Лазерный импульс

имел параметры: длина волны 800 нм, спектральная ширина около 30 нм на полувысоте, энергия 2 мДж, длительность импульса около 40 фс. Лазерный пучок делился на две примерно равные по интенсивности части. Одна часть (возбуждающее излучение) использовалась для получения второй и третьей гармоник (400 и 266 нм соответственно) с использованием тонких нелинейных кристаллов бетабората бария ВВО. Коллимированный возбуждающий пучок направлялся в ионизационную ячейку с парами ТЭА. Другая часть основной гармоники (зондирующее излучение) отводилась через линию регулируемой задержки, которая представляла собой уголкового отражателя, расположенный на подвижной платформе, перемещаемой с помощью микрометрического винта. Задержка контролировалась при помощи электронного измерителя перемещений с точностью до 1 мкм. Перемещение платформы на 1 мкм соответствовало изменению задержки между импульсами на 6,7 фс. Оба пучка — возбуждающий и зондирующий, перекрывались и направлялись в ионизационную ячейку с помощью дихроичного зеркала, прозрачного на основной частоте и отражающего на частоте третьей гармоники. Используемая ионизационная ячейка является модификацией ячейки, описанной ранее [10]. Ионизационная ячейка работала в режиме пропорционального счетчика. На центральный электрод ячейки диаметром 1 мм подавалось напряжение +100÷300 В. Сигнал ионизации снимался с внешнего электрода ячейки и регистрировался цифровым осциллографом. В первой схеме возбуждения молекул мы использовали излучение с длиной волны 266 нм, а во второй — 400 нм. Во второй конфигурации применялось другое дихроичное зеркало, прозрачное для излучения на основной частоте и отражающее на частоте второй гармоники (400 нм), и отсутствовал кристалл ВВО2.

Ионизационная ячейка была соединена с ампулой, содержащей образец ТЭА. Ампула помещалась в низкотемпературную баню с хлороформом в точке плавления (−63,5 °С). Это позволяло фиксировать давление паров ТЭА в ионизационной ячейке на уровне 0,2 Торр.

Измерения при каждом значении задержки между оптическими импульсами осуществлялись путем усреднения ионизационного сигнала.

Результаты и обсуждение

На рис. 3, а показан сигнал ионизации паров ТЭА как функция задержки между возбуждающим ($\lambda = 266$ нм; $h\nu = 4,66$ эВ) и зондирующим ($\lambda = 800$ нм; $h\nu = 1,55$ эВ) импульсами. Аналогичный сигнал для возбуждающего ($\lambda = 400$ нм; $h\nu = 3,1$ эВ) и зондирующего ($\lambda = 800$ нм; $h\nu = 1,55$ эВ) импульсов показан на рис. 3, б. В отсутствие возбуждающего излучения сигнал исчезал, т. е. он соответствовал ионизации молекул, возбужденных УФ излучением. Потенциал ионизации

молекулы ТЭА равен 7,50 эВ [11]. Для того чтобы ионизовать молекулу ТЭА, поглотившую квант с $\lambda = 266$ нм ($h\nu = 4,66$ эВ), достаточно двух квантов зондирующего излучения ($\lambda = 800$ нм; $h\nu = 1,55$ эВ). При возбуждении молекулы двумя квантами излучения на длине волны $\lambda = 400$ нм ($h\nu = 3,1$ эВ) ионизация возбужденной молекулы ТЭА ($E = 6,2$ эВ) может обеспечиваться и одним квантом пробного излучения с длиной волны 800 нм.

Наряду с экспериментальными точками показана найденная методом наименьших квадратов кривая, описывающая дина-

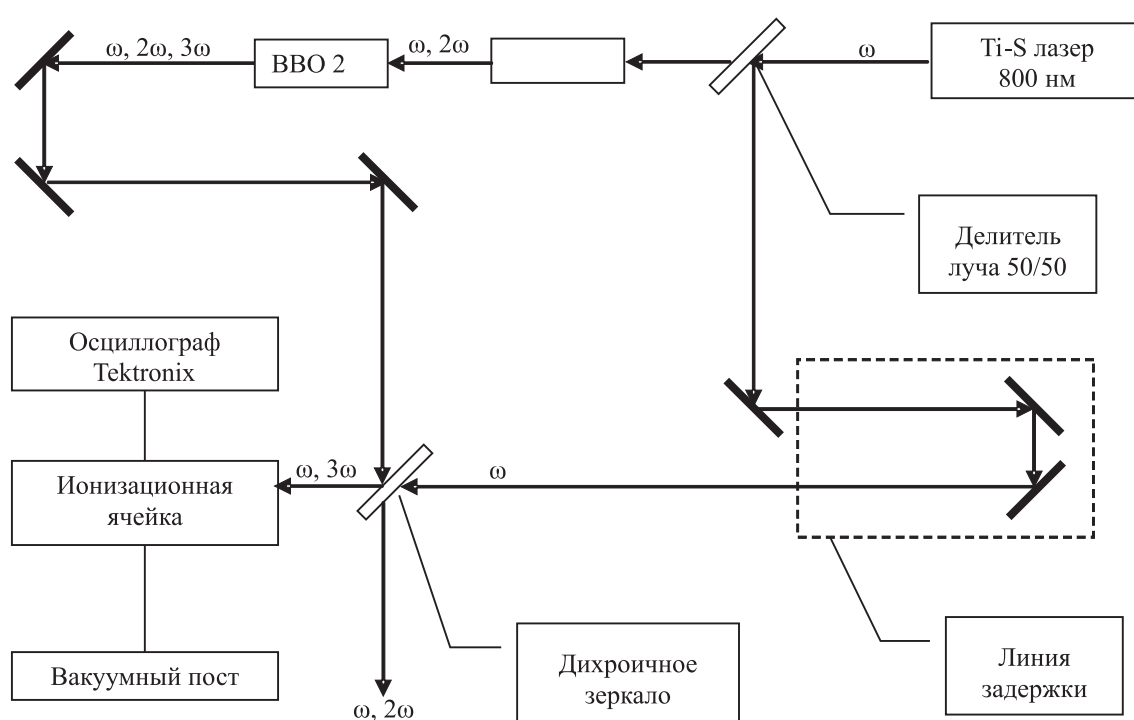


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

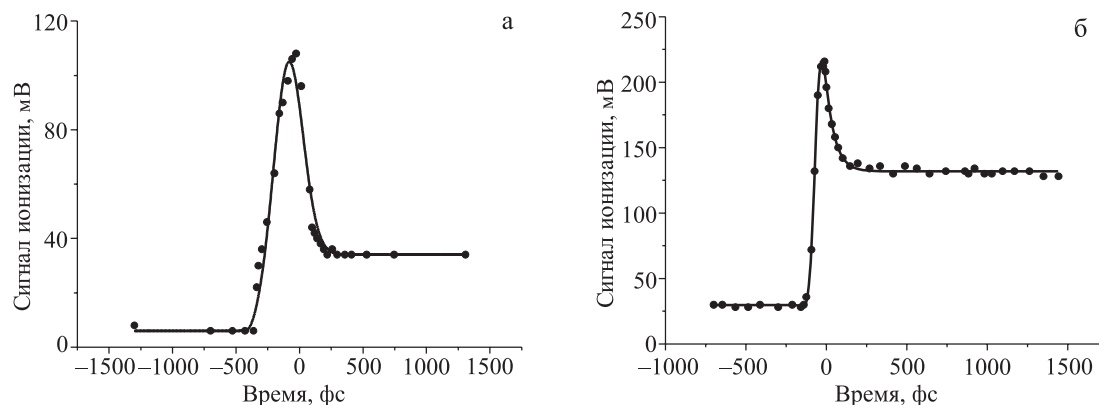


Рис. 3. Экспериментально измеренные зависимости сигнала ионизации ТЭА при двух схемах возбуждения: а — одноквантовое возбуждение излучением с $\lambda = 266$ нм; б — двухквантовое возбуждение излучением с $\lambda = 400$ нм. Точками показаны экспериментальные данные, сплошной линией — подгоночные кривые, полученные методом наименьших квадратов

мику релаксации возбужденной молекулы (см. рис. 3). Вид кривой получен в результате свертки гауссовой кросс-корреляционной функции возбуждающего и зондирующего импульсов с экспоненциальной кинетикой релаксации. Время релаксации t_0 , как и ширина кросс-корреляционной функции, определялось методом наименьших квадратов по результатам наилучшего соответствия экспериментальным данным. Время, дающее наилучший результат описания эксперимента, составило $t_0 = 18 \pm 6$ фс при возбуждении квантом с длиной волны 266 нм и $t_0 = 71 \pm 12$ фс при двухквантовом возбуждении на длине волны 400 нм. Для каждой схемы возбуждения были проведены несколько серий измерений, и приведенные выше значения t_0 являются средними по всей совокупности измеренных зависимостей.

Рассмотрим процессы, происходящие при одноквантовом возбуждении молекулы ТЭА на 266 нм. Из литературы известно, что поглощение кванта на этой длине волны приводит к возбуждению первого возбужденного синглетного состояния S_1 . Как описано выше, также известно, что возбуждение состояния S_1 сопровождается флуоресценцией (с характерным временем около 60 нс) из этого же состояния. Следовательно, наблюдаемая релаксация соответствует перераспределению энергии в пределах одного электронного состояния S_1 , т. е. соответствует колебательной релаксации. На рис. 4 показана структура основного состояния молекулы ТЭА, полученная в результате квантово-химического расчета. Расчет проводился с использованием метода MP2/6-31+G* и пакета

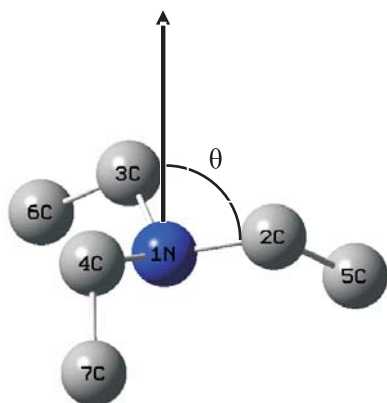


Рис. 4. Структура молекулы триэтиламина в основном электронном состоянии. Показаны атомы углерода и азота, направление оси симметрии третьего порядка и угол θ между этой осью и связью C-N

программ Gaussian 03 [12]. Симметрия молекулы в этом состоянии соответствует группе симметрии C_3 . Конфигурация из атома азота и трех связанных с ним атомов углерода является неплоской: угол между осью симметрии и связями C-N составляет $73,2^\circ$. В то же время такая геометрия не является равновесной в возбужденном состоянии S_1 . Как показали результаты проведенных нами квантово-химических расчетов в рамках метода CAS(2,5)/DZP+Rydberg, равновесная геометрия в состоянии S_1 является плоской с углом $90,4^\circ$. Согласно принципу Франка – Кондона, переход между электронными состояниями является «вертикальным», т. е. не сопровождается изменением геометрии молекулы. Это означает, что после поглощения возбуждающего кванта молекула в состоянии S_1 получается колебательно возбужденной с возбуждением зонтичного деформационного колебания, отвечающего изменению угла θ . В результате перераспределения колебательной энергии с этого колебания на другие колебательные степени свободы этой молекулы (общее число колебательных степеней свободы равно 60) происходит релаксация геометрии молекулы к плоской конфигурации, соответствующей минимуму потенциальной энергии в состоянии S_1 . Как показывают результаты наших измерений, этот процесс происходит очень быстро, с характерным временем около 20 фс.

Двухквантовое возбуждение излучением с длиной волны 400 нм переводит молекулу ТЭА в дважды вырожденное состояние S_2 , соответствующее переносу электрона неподеленной пары на атоме азота на свободную молекулярную орбиталь, локализованную преимущественно на атоме азота ($3p_x$, p_y орбиталь). Как показывают рассмотренные выше литературные данные, в результате возбуждения состояния S_2 происходит внутренняя конверсия в состояние S_1 , из которого далее молекула флуоресцирует или диссоциирует по C-N связи. Как показывают результаты нашего квантово-химического расчета, равновесная конфигурация молекулы ТЭА в состоянии S_2 так же, как и для состояния S_1 , является плоской. Поэтому после «вертикального» оптического перехода в состояние S_2 молекула также обрывается колебательно возбужденной, и мы должны наблюдать процесс колебательной релаксации, аналогичный наблюдаемому

для состояния S_1 . Поскольку мы наблюдаем одно время спада сигнала, то это значит, что процессы колебательной релаксации и внутренней конверсии ($S_2 \rightarrow S_1$) протекают с близкими характерными временами и детектируются как один процесс с характерным временем около 70 фс.

Различие в ширине аппаратных функций на рис. 3, а и б обусловлено наличием дополнительного нелинейного кристалла при генерации третьей гармоники (266 нм, рис. 3, а) и более существенным расплыванием коротковолнового импульса при прохождении оптических элементов системы.

Список литературы

1. Robin M. R. Higher Excited States of Polyatomic Molecules // Academic. 1974. Vol. 1. P. 374.
2. Matsumi Y., Obi K. Relaxation Processes of Electronically Excited Trimethylamine. I. Energy Dependence of Intramolecular Processes in Isolated Molecule // Chem. Phys. 1980. Vol. 49. No. 1. P. 87–93.
3. Freeman C. G., McEven M. J., Claridge R. F. C. et al. Fluorescence of Aliphatic Amines // Chem. Phys. Lett. 1971. Vol. 8. No 1. P. 77–78.
4. Mathis J. E., Compton R. N. Single and Multiple Photon Ionization of Triethylamine // J. Chem. Phys. 1996. Vol. 104. No 21. P. 8341–8347.
5. Halpern A. M. Fluorescent Properties of Saturated Systems: Hydrocarbons and Amines // Mol. Photochem. 1973. Vol. 5. No. 4. P. 517–535.
6. Cureton C. G., Hara K., O'Connor D. V. et al. The Photophysics of Tertiary Aliphatic Amines // Chem. Phys. 1981. Vol. 63. P. 31–49.
7. Kasatani K., Kawasaki M., Sato H. et al. Two-photon Fluorescence Excitation Spectra of Trialkylamines // J. Chem. Phys. 1981. Vol. 74. No. 6. P. 3164–3166.
8. Parker D. H., Bernstein R. B., Lichtin D. A. Multiphoton Ionization-fragmentation Patterns of Tertiary Amines // J. Chem. Phys. 1981. Vol. 75. No. 6. P. 2577–2582.
9. Taylor D. P., Dion C. F., Bernstein E. R. On The Electronic States and Photochemistry of Simple Alkyl Amines // J. Chem. Phys. 1997. Vol. 106. No. 9. P. 3512–3518.
10. Baklanov A. V., Aldener M., Lindgren B. et al. Time-resolved $k(E^*)$ measurements for dissociation of allyl iodide vibrationally excited via C-H overtones ($v=6$) // J. Chem. Phys. 2000. Vol. 112. No. 14. P. 6649–6655.
11. CRC Handbook of Chemistry and Physics. 77th Edition / Ed. by R. David Lide: CRC Press, 1996–1997.
12. Frisch M. J., Trucks G. W., Schlegel H. B. et al. Gaussian 03, Revision C.02, Gaussian, Inc. Wallingford CT, 2004.

Материал поступил в редколлегию 10.05.2007

ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРЕНИЯ ПИРОТЕХНИЧЕСКИХ КОМПОЗИЦИЙ С ПОРОШКООБРАЗНЫМ ТИТАНОМ *

Исследовано горение топлив, состоящих из металлического титана (15–29 %), нитрата аммония и энергетической матрицы при атмосферном давлении. Особенность рецептуры топлив – отсутствие перхлората аммония (ПХА). Определены скорости горения и характеристики конденсированных продуктов горения (КПП), в том числе массовые распределения частиц КПП во всем диапазоне размеров и детальные распределения в наноразмерном диапазоне с использованием оригинальных методик отбора. Обнаружена агломерация титана в волне горения, что приводит, в частности, к образованию шлаковых остатков даже при низком (15 %) содержании титана в топливе. Скорость горения возрастает при повышении содержания титана. При этом также возрастает масса шлаковых остатков и снижается полнота сгорания металла. Рентгенофазовый анализ показал, что частицы дыма представляют собой диоксид титана различных кристаллических форм (рутил, анатаз, брукит). Выход оксидного дыма составляет около 5 % от массы титана в топливе. Показано, что параметры дисперсности и структуры аэрозольных частиц оксидного дыма практически совпадают с таковыми для топлив на основе ПХА. Характерный размер первичных наночастиц оксидного дыма $D_{10} = 23$ нм, фрактальная размерность агрегатов $D_f = 1,55$.

Ключевые слова: титан, бесхлорное топливо, нитрат аммония, скорость горения, агломерация, конденсированные продукты, наноразмерный диоксид титана.

Введение

Предполагается, что нейтрализацию ядовитого облака можно осуществить посредством введения в него достаточного количества высокоактивных каталитических частиц.

Известно, что наночастицы TiO_2 в кристаллической модификации анатаз демонстрируют превосходные фотокаталитические свойства, которые обеспечивают разрушение различных вредных веществ. Для создания (или рассеяния) наночастиц TiO_2 привлекательны процессы горения и взрыва энергетических конденсированных систем, содержащих титан [1].

Целью работы было создание топлив, генерирующих при горении наноразмерные частицы TiO_2 , и изучение их характеристик горения. Особый интерес представляют свойства продуктов горения, включая наноразмерные частицы. Заметим, что при-

менение многих традиционных компонентов твердых топлив и пиротехнических систем в данном случае ограничено. Например, перхлорат аммония при горении дает хлор, отравляющий фотокаталитическую активность частиц; другие окислители типа солей металлов дают нежелательные конденсированные продукты горения и т. д.

Топлива и образцы

К рецептуре топлива предъявляли следующие требования:

1) топливо не должно содержать ПХА и традиционных окислителей типа солей металлов, а также других компонентов, дающих конденсированные продукты горения типа оксидов металла (кроме оксида титана);

2) топливо должно стабильно гореть при комнатной температуре и атмосферном давлении и образовывать индивидуальные горящие частицы титана, которые затем догорают

* Работа выполнена при частичной финансовой поддержке МНТЦ в рамках проекта № 3305 «Синтез и исследование металлоксидных катализаторов фотохимического разложения вредных газов, возникающих в результате террористических актов и техногенных катастроф». Авторы выражают благодарность коллегам, участвовавшим в проведении и обработке экспериментов и в обсуждении результатов: В. Н. Симоненко, А. М. Бакланову, В. Е. Зарко, А. А. Онишуку, В. В. Карасеву, Н. А. Ивановой, В. Л. Бизяеву.

в окружающем воздухе, образуя дымообразный TiO_2 ;

3) размер горящих частиц Ti должен быть мал, чтобы обеспечить высокую полноту сгорания металла;

4) количество дымообразного TiO_2 (на единицу массы топлива) должно быть максимальным.

Разработку топлив проводили с использованием термодинамических расчетов, пробных экспериментов и на основе анализа литературных данных. Следует отметить, что большинство работ посвящено твердофазному горению титана в СВС-системах. Работы, в которых рассматривается горение газифицирующихся систем с титаном, очень немногочисленны [1–3]. Ограниченные данные о характеристиках оксидного дыма, образуемого при горении пиротехнических композиций с титаном и ПХА, имеются только в наших предшествующих работах [4; 5].

Составы изученных топлив представлены в табл. 1.

Топлива базируются на энергетической матрице, включающей связующее и наполнитель – нитросоединения. Размер частиц наполнителя меньше 20 мкм, так что матрицу можно считать гомогенной. Топлива не полимеризованы и имели консистенцию густой пасты. Образцы для сжигания представляли собой стаканчики, заполненные топливной массой заподлицо. Стаканчик образован отрезком трубки из пирекса и дном-пробкой из фторопласта (рис. 1). Внутренний диаметр трубки и глубина стаканчика – около 1 см, вес топлива – примерно 1,8 г.

Таблица 1

Составы топлив (% масс.)

№ топлива	Матрица	Ti *	НА **
0	100	0	0
1	46,0	15,1	38,9
2	46,0	15,7	38,3
3	42,0	26,1	31,9
4	42,0	29,0	29,0
5	53,8	20,8	25,4

* Ti – порошкообразный титан с частицами неправильной формы размером 0–100 мкм, 88 % массы составляют частицы мельче 63 мкм.

** НА – порошок нитрата аммония с частицами неправильной формы с размером 0–300 мкм, 70 % массы составляют частицы мельче 160 мкм.

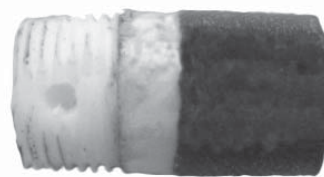


Рис. 1. Образец для сжигания: топливная масса в стаканчике

Указанные выше требования были в основном удовлетворены. Топлива легко воспламеняются от нихромовой проволоки, нагреваемой электрическим током, и устойчиво горят, выбрасывая горящие частицы титана. Наблюдаются характерные последовательные взрывы горящих частиц (рис. 2).

Оказалось, однако, что титан, подобно алюминию, агломерирует в волне горения, что накладывает ограничения на содержание титана в топливе. Большой размер горящих частиц-агломератов приводит к сравнительно низкой полноте сгорания металла и, как следствие, небольшому выходу оксидного дыма. Представленные в табл. 1 вариации рецептуры в случае топлив 1–3 имели целью оптимизацию состава для повышения выхода оксидного дыма; для топлив 0–3 проведены отборы всей массы конденсированных продуктов горения по специально разработанной методике. Топливо 0 использовали для определения массы продуктов горения матрицы. Вклад продуктов горения матрицы в общую массу КПГ учитывали при обработке данных для металлизированных топлив 1–3. Для топлив 4 и 5 определены характеристики оксидного аэрозоля в наноразмерном диапазоне с использованием методик, часть из которых описана в [4; 5].



Рис. 2. Факел горения топлива 3. Горизонтальная полоска в нижней части изображения – срез стаканчика диаметром 1 см

Техника эксперимента и результаты

Массовые распределения КПП и выход оксидного дыма

Изучение КПП проводили при атмосферном давлении посредством сбора частиц с последующими анализами их гранулометрического состава и морфологии.

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 3.

Образец зажигался нихромовой проволокой и горел факелом вниз внутри цилиндрической камеры, продуваемой воздухом с расходом 300 см³/с. Воздух входит в камеру сверху и выходит снизу, проходя через пакет ситовых сеток и аналитический аэрозольный фильтр типа АФА, улавливающие частицы КПП. На внутренних стенках камеры установлены 4 секции футеровки, которые взвешивали до и после опыта. Таким образом, на фильтрующих элементах и футеровке улавливается вся масса КПП. По записи сигнала фотодиода определяли время горения образца. Зная длину образца и время горения, рассчитывали скорость горения. Фактически установка

представляет собой модифицированную внутреннюю часть бомбы для отборов КПП [6].

После эксперимента ситовые сетки промывали ацетоном, затем суспензию частиц КПП в ацетоне делили на фракции путем мокрого просеивания через сита с ячейками 280, 160 и 80 мкм. Фракции высушивали и взвешивали.

Ниже описана морфология частиц КПП, которую оценивали визуально под микроскопом, и представлены результаты гранулометрического анализа. Оказалось, что при горении топлив в стаканчике остается шлак, представляющий собой спеченный частично окисленный металл, а также углеродистые остатки горения матрицы (рис. 4). Местами шлак оплавлен, и в нем видны сферические частицы. Многие частицы в шлаке покрыты желтой или оранжевой пленкой (предположительно, оксидной). В местах утончения пленки через нее просвечивает металл.

Фракция частиц крупнее 280 мкм состоит из сферических частиц и частиц неправильной формы, которые выглядят как фрагменты шлакового остатка на стенках стаканчика. Поэтому в массовом распределении ситовая

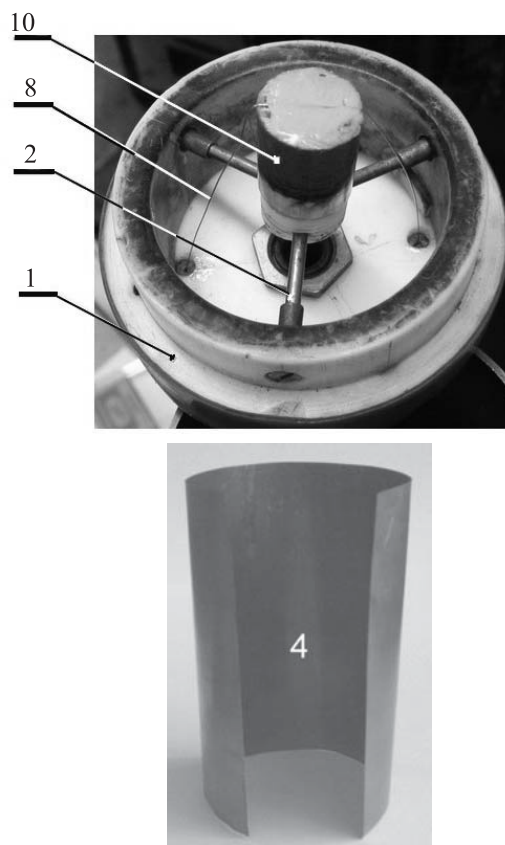
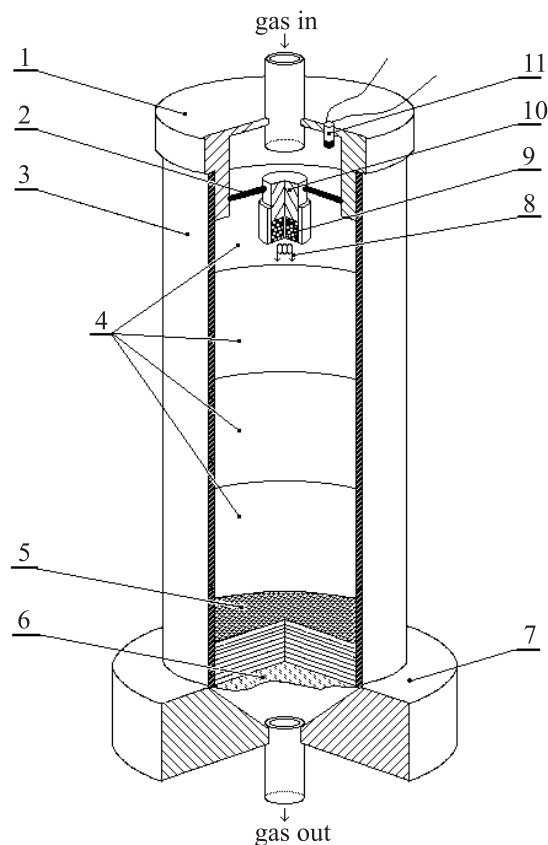


Рис. 3. Схема установки для отбора всей массы КПП: 1 – верхняя крышка камеры; 2 – одна из трех спиц; 3 – камера (Ø5 × 40 см); 4 – съемная футеровка (4 секции); 5 – пакет ситовых сеток; 6 – аэрозольный фильтр; 7 – нижняя крышка камеры; 8 – проволока поджига; 9 – топливо; 10 – образец в сборке; 11 – фотодиод

фракция частиц крупнее 280 мкм и шлак в стаканчике объединены и рассматриваются как фракция 280–1 000 мкм. Правая граница этой фракции (1 000 мкм) условная.

Сферические частицы во фракции крупнее 280 мкм либо гладкие с металлическим блеском, либо шероховатые, либо покрыты желто-оранжевой пленкой. Шероховатые частицы зачастую полые и выглядят, как раздутая оболочка (сквозь имеющиеся отверстия видно, что внутри пусто).

Остальные фракции КПП (160–280, 80–160 и мельче 80 мкм) состоят в основном из сферических частиц металлического вида и цвета, а также частиц желтых, реже белого или золотистого цвета.

Все фракции КПП умеренно загрязнены продуктами горения матрицы – углеродистыми частицами, имеющими форму переплетенных волокон.

Частицы, уловленные на фильтре, и частицы ситовой фракции мельче 80 мкм исследовались на автоматическом гранулометре «Малверн-3600Е» (режим: диапазон 0,5–118 мкм, несущая жидкость – ацетон, ультразвуковая деконтация перед измерением, механическое перемешивание суспензии в процессе измерения). Базируясь на данных гранулометрического анализа и массового фракционного анализа, путем расчета [6] получали совокупные массовые распределения всех отобранных частиц КПП. Детальный гранулометрический анализ фракций 80–160, 160–280 и 280–1000 мкм не проводили, поэтому они представлены в совокупном массовом распределении в виде гистограммных столбиков. Массу частиц, уловленных на футеровке, относили к ситовой фракции мельче 80 мкм.

В качестве примера представлено полное массовое распределение частиц КПП топлива 2 (рис. 5, а) в виде гистограммы плотности распределения $f(D)$ относительной массы частиц КПП по размерам $f_i(D) = m_i / (M_{prop} \times \Delta D_i)$, где D – размер частиц; m_i – масса частиц в i -том гистограммном интервале; M_{prop} – масса топлива (суммарная масса образцов в серии); ΔD_i – ширина i -го интервала [6]. В дальнейшем индекс i опускаем, а функцию $f(D)$ для краткости называем массовым распределением. В таком представлении площадь под кривой пропорциональна массе. Видно, что основную массу КПП составляет фракция 280–1 000 мкм, а вклад фракций 80–160 и 160–280 мкм сравнительно мал.

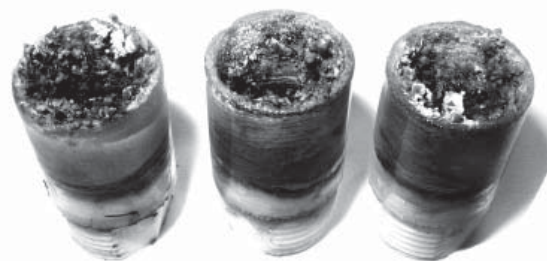


Рис. 4. Остатки горения на стенках стаканчика

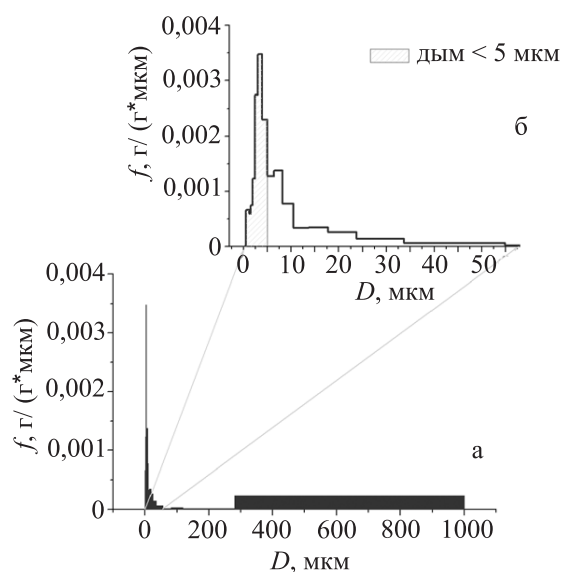


Рис. 5. Полное массовое распределение частиц КПП для топлива 2 (вверху: фрагмент в диапазоне размеров 0,5–58 мкм в увеличенном масштабе по оси абсцисс)

Рассмотрим особенности массового распределения частиц мельче 80 мкм (рис. 5, б). Как видно, масса частиц сосредоточена в основном в диапазоне 0,5–55 мкм. (Размеры частиц приводятся здесь в соответствии с гистограммными интервалами гранулометра «Малверн».) Имеются локальные максимумы (моды) в интервалах 0,5–1,2, 3–3,9 и 6–8,2 мкм, причем наиболее выраженный пик расположен в трех интервалах, соответствующих диапазону 2,4–5 мкм. Указанные особенности наблюдаются для частиц КПП исследованных топлив 1–3. Поэтому было принято решение характеризовать массу оксидного дыма m_{smoke} в общей массе КПП как вклад частиц с размером мельче 5 мкм (заштрихованная область на рис. 5, б). Численное значение m_{smoke} получали из функции массового распределения $f(D)$ расчетным путем.

Для удобства анализа плотность распределения относительной массы КПП на рис. 6 представлена в виде гистограмм из 5 стол-

бики: 0–5 мкм – дым; 5–80, 80–160 мкм – ситовая фракция; 160–280 мкм – ситовая фракция; 280–1000 мкм – шлак в стаканчике плюс остаток на сите 280 мкм. На рис. 6, а массы фракций отнесены к массе топлива m_{prop} , на рис. 6, б – к массе титана m_{Ti} в образце топлива. Фракция 280–1 000 мкм представляет основную массу КПП, и составляет 15–24 % от массы топлива. Масса дыма невелика – менее 2 % от массы топлива. Сравнение распределений (рис. 6, а) показывает, что при увеличении содержания титана масса всех фракций (в том числе дыма) возрастает. Однако это увеличение связано именно

с увеличением массы титана в образце. Как демонстрирует рис. 6, б, относительно массы титана в образце масса дыма почти не изменяется, в то время как относительно массы образца (рис. 6, а), эта фракция заметно больше в случае топлива с 26,1 % титана.

Выход дыма с единицы массы титана в образце (отношение m_{smoke} / m_{Ti}) составляет 5–6 % и немного возрастает при увеличении содержания титана в топливе (рис. 7). Однако уменьшение общей массы отобранных КПП m_{CCP} по отношению к максимальной теоретически возможной $(m_{CCP})_{max}$ (рис. 8) свидетельствует о снижении полноты сто-

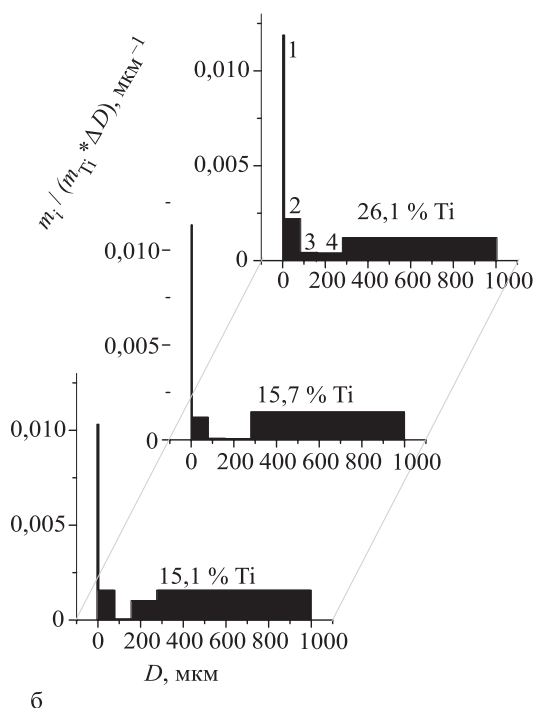
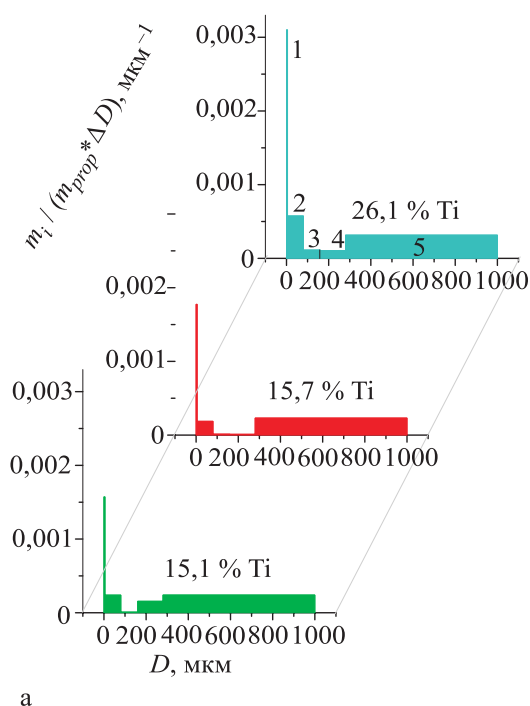


Рис. 6. Плотность распределения относительной массы КПП при вариации процентного содержания титана в топливе: а – массы фракций отнесены к массе топлива; б – массы фракций отнесены к массе титана. На верхней гистограмме цифрами 1...5 помечены фракции КПП

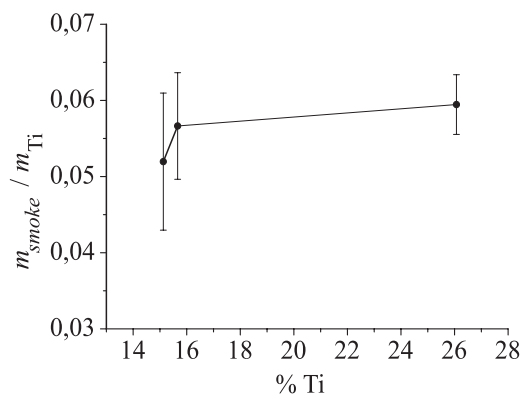


Рис. 7. Зависимость выхода дыма (частиц мельче 5 мкм) с единицы массы титана от содержания титана в топливе

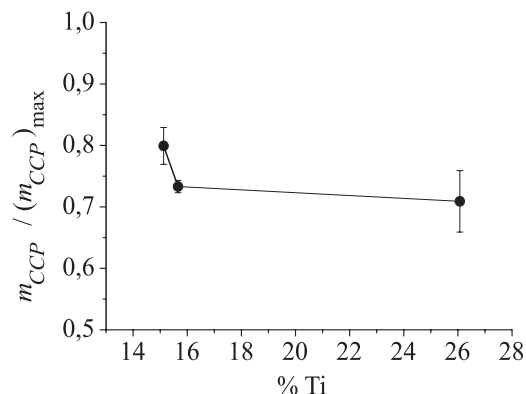


Рис. 8. Зависимость отношения суммарной массы КПП к теоретически максимальной от содержания титана в топливе

рания металла при увеличении содержания титана в топливе. Величина $(m_{CCP})_{\max}$ вычислена из соотношения $(m_{CCP})_{\max} = 1,668 \cdot m_{\text{Ti}}$, где 1,668 – стехиометрический коэффициент перехода массы титана в массу TiO_2 . Чем больше $m_{CCP} / (m_{CCP})_{\max}$, тем выше полнота сгорания.

Полученные результаты можно объяснить следующим образом. По аналогии с алюминием, будем считать, что увеличение скорости горения топлива способствует снижению агломерации, а увеличение содержания металла – усилению агломерации. Для рассматриваемых топлив последний фактор оказывается более значимым: увеличение содержания титана в топливе приводит к усилению его агломерации, несмотря на возрастание скорости горения (рис. 9). При этом увеличивается как масса остатков в стаканчике, так и размер частиц, вылетающих с поверхности образца. В наших экспериментах время горения частиц ограничено временем их пребывания в установке (от выхода с поверхности горения до отбора на сетки). Крупные частицы не успевают полностью сгореть, поэтому увеличение размера частиц приводит к снижению полноты сгорания.

Совокупность данных, представленных на рис. 6–9, позволяет заключить, что для рассматриваемых топлив увеличение содержания титана более 16 % нецелесообразно, так как фактически приводит к значительному возрастанию массы остатков и весьма слабому увеличению выхода оксидного дыма.

Для топлива 2 был проведен качественный рентгенофазовый анализ частиц непосредственно на фильтре с использованием порошкового рентгеновского дифрактометра ARL X'TRA (Thermo Fisher Scientific, Inc.). Наблюдаемые в диапазоне углов $10\text{--}70^\circ$ рефлексы соответствуют различным кристаллическим модификациям TiO_2 : в основном рутил, также присутствуют анатаз и брукит. «Тяжелые» оксиды (Ti_2O_3 и пр.) и нитриды титана не обнаружены.

Характеристики частиц в наноразмерном диапазоне

Эксперименты по изучению наноразмерного оксида проводили при атмосферном давлении для топлив 4 и 5 (см. табл. 1) в двух вариантах.

В первом варианте образец топлива (см. рис. 1) сжигали в 20-литровом сосуде, наполненном чистым воздухом, т. е. воздухом, очищенным от атмосферных аэрозолей путем фильтрации. Через заданный промежуток времени после сгорания образца пробу оксидного аэрозоля откачивали и направляли в терморепреципитатор [7]. Уловленные частицы затем анализировали при помощи просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ). Подробности метода см. в [4; 5; 8]. Основное отличие от ранее проведенных экспериментов заключается в том, что в данной работе использованы топлива, не содержащие ПХА. Оказалось, однако, что, как и в случае топлив с ПХА [4; 5; 8], аэрозольные частицы дыма представляют собой агрегаты цепочно-разветвленной формы с размером $0,1\text{--}10\text{ мкм}$, состоящие из первичных частиц – сферул – диаметром $8\text{--}130\text{ нм}$. Примеры агрегатов показаны на рис. 10.

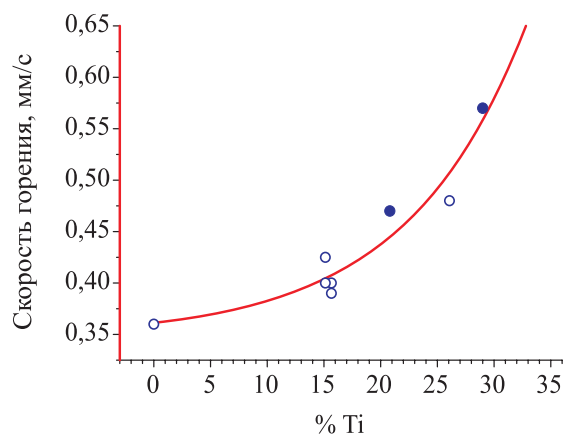


Рис. 9. Зависимость скорости горения от содержания титана в топливе. Закрашенные точки – топлива 4 и 5, незакрашенные – топлива, содержащие ПХА

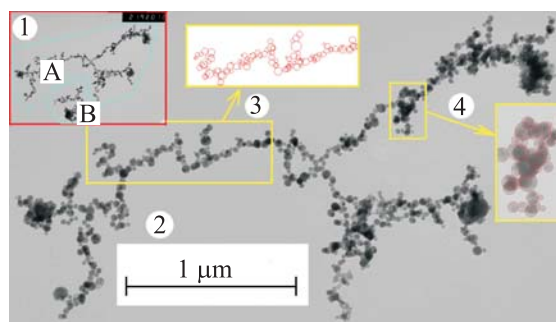


Рис. 10. ПЭМ-изображения аэрозольных агрегатов оксидных наночастиц и их обработка: 1 – электронно-микроскопическая фотопластинка с изображением двух агрегатов А и В; 2 – увеличенное изображение агрегата А с масштабом; 3 – фрагмент изображения агрегата А и соответствующий фрагмент его цифровой модели; 4 – иллюстрация работы программы обработки – выделение кругов на изображении

Для обработки ПЭМ-изображений агрегатов использовали оригинальную компьютерную программу, которая позволяет выделить круги, соответствующие сферам, и создать *цифровую модель агрегата* – совокупность диаметров и координат центров всех сфер, составляющих агрегат. На основе такой информации можно вычислить множество параметров, характеризующих структуру и морфологию агрегата. Здесь ограничимся рассмотрением двух основных параметров – размера сфер и фрактальной размерности агрегатов.

Во втором варианте для определения размера сфер использовали диффузионный аэрозольный спектрометр ДСА, созданный в ИХКГ СО РАН [9]. Прибор объединяет диффузионную батарею, конденсационный урупнитель и оптический счетчик частиц и позволяет определять счетную концентрацию (в диапазоне от 0 до 10^5 см^{-3}) и распределение по размерам (в диапазоне от 3 до 200 нм) аэрозольных частиц. Длительность измерительного цикла – 4 минуты, поэтому этот метод можно считать экспрессным (по сравнению с весьма трудоемкой обработкой ПЭМ-изображений). Эксперименты проведены с топливами 4 и 5 следующим образом. Образец топлива с формой, близкой к конической, высотой около 1 см, без стаканчика и бронировки, сжигали в воздухе при атмосферном давлении. Отбор аэрозоля осуществляли во время горения непосредственно из факела через керамический капилляр длиной 3 см с внутренним диаметром 1 мм посредством создания разряжения (перепад давления 20 мм водяного столба по отношению к атмосферному), рис. 11.

Отобранный аэрозоль разбавляли чистым воздухом с расходом 600 л/ч и направляли в буферный 20-литровый сосуд, откуда

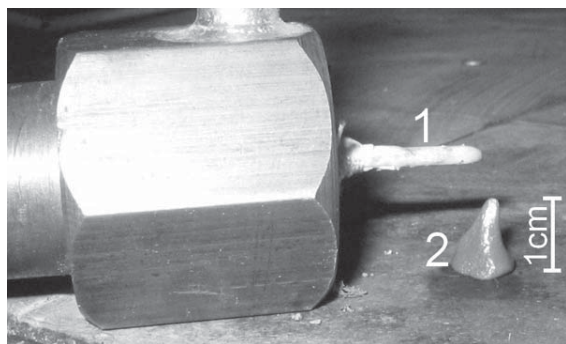


Рис. 11. Схема отбора аэрозоля из факела:
1 – капилляр; 2 – образец

затем он поступал в аэрозольный спектрометр ДСА. Предполагается, что быстрое разбавление позволяет избежать образования агрегатов и определить характеристики сфер в факеле образца. Типичная концентрация аэрозоля в буферном сосуде составляла 10^4 – 10^5 см^{-3} .

Результаты ДСА-измерений среднесчетного размера D_{10} сфер и данные, полученные путем детальной обработки ПЭМ-изображений агрегатов, представлены в табл. 2. Для накопления достаточно большого объема выборки данные для топлив 4 и 5 обрабатывали совместно. Для определения размера сфер использовали все имеющиеся на фотопластинках изображения агрегатов, всего обработано 7 393 частицы.

Фрактальную структуру агрегатов можно характеризовать фрактальной размерностью D_f , определенной как показатель степени в зависимости массы агрегата M от его эффективного геометрического радиуса R : $M \sim R^{D_f}$. Указанные параметры определяли из обработки ПЭМ-изображений следующим образом. Массу агрегата вычисляли как сумму масс сфер, слагающих агрегат, при этом плотность материала сфер полагали равной $3,95 \text{ г/см}^3$ (как у диоксида титана). Эффективный геометрический радиус (или «габаритный радиус») определяли как $R = 0,5 \sqrt{LW}$, где L – максимальная длина агрегата; W – максимальная ширина агрегата в направлении, перпендикулярном к L . Фрактальную размерность определяли по наклону прямой, соответствующей зависимости $M \sim R^{D_f}$ в логарифмических координатах (рис. 12). Заметим, что такое определение D_f соответствует *средней по совокупности агрегатов* фрактальной размерности.

Точки, представленные на рис. 12, соответствуют агрегатам, образованным при горении топлив 4 и 5. Отборы проб проведены в интервале времени 0–10 мин после сгорания образца. Для определения фрактальной размерности использовали только агрегаты, состоящие из сравнительно большого числа сфер и видимые на фотопластинке целиком (не выходящие за край кадра). Всего обработано 27 таких агрегатов, имеющих габаритный размер от 0,6 до 1,2 мкм. Количество сфер в агрегате варьировалось от 14 до 990 штук, в среднем 144 сферы в агрегате. Общее число сфер в этих 27 агрегатах – 3 881 шт. Средняя удельная поверхность

Таблица 2

Сравнение размера сферул, определенного различными методами
(N – число измеренных сферул)

№ топлива	Метод	D_{10} , нм	N , штук
4	экспрессный – ДСА	23	–
5	экспрессный – ДСА	25	–
4 и 5	детальная обработка ПЭМ-изображений	23	7 393
на основе ПХА [5]	детальная обработка ПЭМ-изображений	23	> 20 000

(суммарная поверхность сферул, отнесенная к массе агрегата) составляет $48 \text{ м}^2/\text{г}$.

Определенное по графику рис. 12 значение $D_f = 1,55 \pm 0,13$. Для сравнения, на рис. 12 показаны точки для 7 агрегатов топлив с ПХА, обработанных в [5] аналогичным образом. Очевидно, что эти точки укладываются в полученную здесь зависимость. Действительно, в [5] было получено такое же значение $D_f = 1,55 \pm 0,10$.

Заключение

В работе показана возможность создания бесхлорного топлива с титаном, устойчиво горящего при атмосферном давлении и комнатной начальной температуре с выбрасыванием горящих и взрывающихся частиц титана, образующих наноразмерный оксид. Титан, подобно алюминию, в волне горения агломерирует, поэтому размер частиц-агломератов, покидающих поверхность горения, значительно больше начального размера частиц металла, заложенного в топливо. Более того, при горении исследованного типа топлив образуется остаток в виде спеченных частично окисленных частиц металла. Оба фактора (агломерация и образование остатков) негативно влияют на полноту сгорания титана. Суммарная масса КПП в лучшем случае достигала 80 % от максимальной возможной, соответствующей полному превращению титана в диоксид, что указывает на неполное сгорание металла. В результате массовый выход оксидного дыма (частицы мельче 5 мкм) невелик и составляет 5–6 % от массы титана в образце. Поэтому требуется дальнейшая работа по оптимизации состава топлива и схем сжигания. Полученные данные позволяют предположить, что для снижения агломерации и массы остатка и соответственно для увеличения вы-

хода оксидного дыма следует повысить скорость горения топлива (либо собственную скорость горения топлива, либо эффективную, например, посредством организации канального горения, горения в условиях обдува и т. п.).

Характеристики наноразмерного оксидного аэрозоля, образуемого при горении исследованных топлив, подобны таковым для топлива с ПХА. В частности, практически совпадают величины характерного размера сферул ($D_{10} = 23 \text{ нм}$) и фрактальной размерности агрегатов ($D_f = 1,55$). Фактически, имеет место независимость характеристик оксидного дыма от состава топлива и начального размера горящих частиц титана. Вероятно, это обусловлено последовательными взрывами горящих частиц. В результате образование наночастиц обеспечивается горением фрагментов, а не исходных частиц титана или титановых агломератов.

Продемонстрирована возможность использования диффузионного аэрозольного

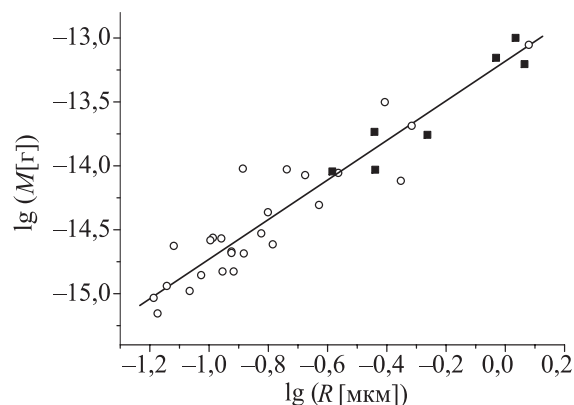


Рис. 12. Зависимость M от R в логарифмических координатах, полученная в результате обработки ПЭМ-изображений. Кружки – данные настоящей работы для топлив 4 и 5. Квадраты – данные [5] для топлив с ПХА

спектрометра ДСА для определения размера сферул, отобранных непосредственно из факела горящего топливного образца. Средний размер сферул D_{10} , определенный с помощью ДСА в течение нескольких минут, совпадает с размером, полученным в результате трудоемкой детальной обработки ПЭМ-изображений аэрозольных частиц, отобранных термопреципитатором.

Список литературы

1. Weiser V., Neutz J., Eisenreich N. et al. Development and characterization of pyrotechnic compositions as counter measures against toxic clouds // *Energetic Materials: Performance and Safety*. 36th International Annual Conference of ICT & 32nd International Pyrotechnics Seminar, June 28 – July 1, 2005. Karlsruhe: ICT, 2005. P. 102-1–102-12.
2. Miyata K., Kubota N. Combustion of Ti and Zr Particles with KNO_3 // *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*. 1996, Vol. 21. No. 1. P. 29–35.
3. Berger B., Mathieu J. Alkali dinitramide salts oxidizers for special pyrotechnic applications // *Energetic Materials: Reactions of Propellants, Explosives and Pyrotechnics*. 34th Int. Annual Conference of ICT, June 24 – June 27, 2003. Karlsruhe, 2003. P. 38-1–38-15.
4. Karasev V. V., Onischuk A. A., Khromova S. A. et al. Peculiarities of oxide nanoparticle formation during metal droplet combustion // *Energetic Materials – Insensitivity, Ageing, Monitoring*. 37th International Annual Conference of ICT. June 27 – June 30, 2006. Karlsruhe: ICT, 2006. P. 124-1–124-12.
5. Карасев В. В., Онищук А. А., Хромова С. А. и др. Образование наночастиц оксида металла при горении капель Ti и Al // *Физика горения и взрыва*. 2006. Т. 42, № 6. С. 33–47.
6. Глотов О. Г., Зырянов В. Я. Конденсированные продукты горения алюминизированных топлив. I. Методика исследования эволюции частиц дисперсной фазы // *Физика горения и взрыва*. 1995. Т. 31, № 1. С. 74–80.
7. Gonzalez D., Nasibulin A. G., Baklanov A. M. et al. A New Thermophoretic Precipitator for Collection of Nanometer-Sized Aerosol Particles // *Aerosol Science and Technology*. 2005. Vol. 39. P. 1–8.
8. Karasev V. V., Onischuk A. A., Glotov O. G. et al. Formation of charged aggregates of Al_2O_3 nanoparticles by combustion of aluminum droplets in air // *Combustion and Flame*. 2004. Vol. 138. P. 40–54.
9. Ankilov A., Baklanov A., Mavliev R., Eremenko S. Comparison of the Novosibirsk diffusion battery with the Vienna electromobility spectrometer // *J. Aer. Sci.* 1991. Vol. 22. P. S325.

Материал поступил в редколлегию 27.06.2007

И. А. Лобач¹, С. И. Каблуков²¹ Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия² Институт автоматики и электрометрии СО РАН
пр. Акад. Коптюга, 1, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: djam@gorodok.net

СЕЛЕКЦИЯ ЧАСТОТЫ В ЛАЗЕРЕ НА ОСНОВЕ ЧЕТЫРЕХСЕРДЦЕВИННОГО ИТТЕРБИЕВОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА

В данной работе реализован и исследован лазер на основе четырехсердцевинного иттербиевого волокна и одномодовой брэгговской решетки. Несмотря на то что обратная связь была сделана только для одной сердцевинки, лазерная генерация происходит во всех четырех сердцевинах. Это доказывает взаимодействие излучений из разных сердцевин. Модель взаимодействия, основанная на теории связанных мод, не подтвердилась.

Ключевые слова: оптическое волокно, волоконный лазер, брэгговская решетка.

Введение

Волоконные лазеры являются одним из ярких достижений волоконной оптики и лазерной физики. Основными преимуществами оптоволоконных лазеров являются: эффективный теплоотвод, компактность и малый вес, высокое качество выходного излучения, высокая стабильность, высокая эффективность использования накачки и при всем этом относительно низкая стоимость.

Во многих приложениях требуется мощное (более 1 кВт) одномодовое излучение. Однако для увеличения мощности необходимо увеличение площади сердцевинки оптического волокна, что в свою очередь приводит к неодномодовости выходного излучения. Для сохранения одномодового режима излучения при производстве оптического волокна необходимо точно соблюсти очень маленькую ($\Delta n \sim 0,002$) разность показателей преломления между сердцевинкой и оболочкой. Дальнейший рост выходной мощности может быть получен при использовании когерентного сложения излучения нескольких лазеров. Один из способов реализации данной задачи основан на интерферометрической конфигурации резонатора с использованием волоконных ответвителей.

Однако выходная мощность, полученная данным методом мала, так как волоконный ответвитель вносит в систему дополнительные оптические потери.

Другой подход – применение многосердцевинных активных волокон в качестве активной среды лазера. Главная проблема в когерентном сложении состоит в реализации фазовой синхронизации излучений, распространяющихся в различных сердцевинах. Например, в работе [1] был реализован лазер на основе 19-сердцевинного иттербиевого волокна. В качестве резонатора использованы пассивные волокна определенной длины и нанесенные на торцы волокна зеркала (резонатор Тальбота).

Другая реализация фазовой синхронизации излучений – использование многомодовой брэгговской решетки. В работе [2] был сделан лазер на основе иттербиевого четырехсердцевинного оптического волокна и брэгговской решетки показателя преломления, записанной в градиентном волокне. Одним из результатов этой работы стало получение генерации во всех сердцевинах с очень узкой шириной спектра – порядка 0,02 нм (для лазеров на основе иттербиевого одномодового сердцевинного волокна ширина линии составляет 0,2 нм). Этот факт объясняется тем, что излучения из разных сердцевин взаимо-

действуют между собой внутри многомодового волокна между решеткой Брэгга и местом сварки с активным волокном. Авторы исключают прямое оптическое взаимодействие по длине световода, так как расстояние между сердцевинами очень велико (при диаметре сердцевины 6 мкм расстояние между ближайшими сердцевинами – 25 мкм). В настоящей работе был реализован лазер на основе иттербиевого четырехсердцевинного оптического волокна и одномодовой брэгговской решетки.

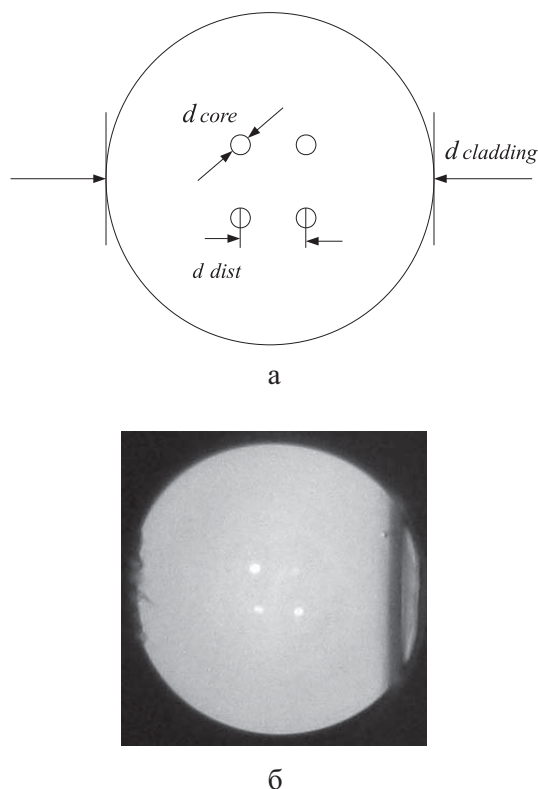


Рис. 1. Четырехсердцевинное волокно: а – модель; б – фотография

Характеристики четырехсердцевинного иттербиевого оптического волокна

В качестве активной среды лазера использовалось четырехсердцевинное иттербиевое оптическое волокно (рис. 1).

Характеристики волокна: диаметр сердцевины $d_{core} = 6,5$ мкм; диаметр оболочки $d_{cladding} = 200$ мкм; расстояние между сердцевинами $d_{dist} = 27,5 \div 28,5$ мкм; разность показателей преломления между сердцевиной и оболочкой $\Delta n = 0,008$; концентрация ионов иттербия в сердцевинах $N \sim 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Схема установки и ее описание

В качестве накачки исследуемого лазера использовался диодный лазер с волоконным выходом и длиной волны излучения $\lambda_{pump} = 970$ нм. Для заведения накачки применены две линзы (с фокусными расстояниями 11,0 и 4,5 мм) и зеркало. Оно пропускает излучение накачки, но не пропускает генерируемую в волоконном лазере волну обратно в диодный лазер. Такая схема необходима для защиты лазерного диода от обратного излучения. Линза с фокусным расстоянием $f_2 = 4,5$ мм фокусирует излучение накачки в иттербиевое четырехсердцевинное волокно длиной 6 м.

В качестве зеркал резонатора лазера использовались с одной стороны прямой скол волокна (коэффициент отражения $R_1 \sim 4\%$), с другой – одномодовая брэгговская решетка на длину волны $\lambda_{laser} = 1066$ нм с шириной $\Delta\lambda \sim 1$ нм (коэффициент отражения $R_2 > 99\%$), приваренная к одной из сердцевин. Сварка волокон производилась с применением геля (показатель преломления геля

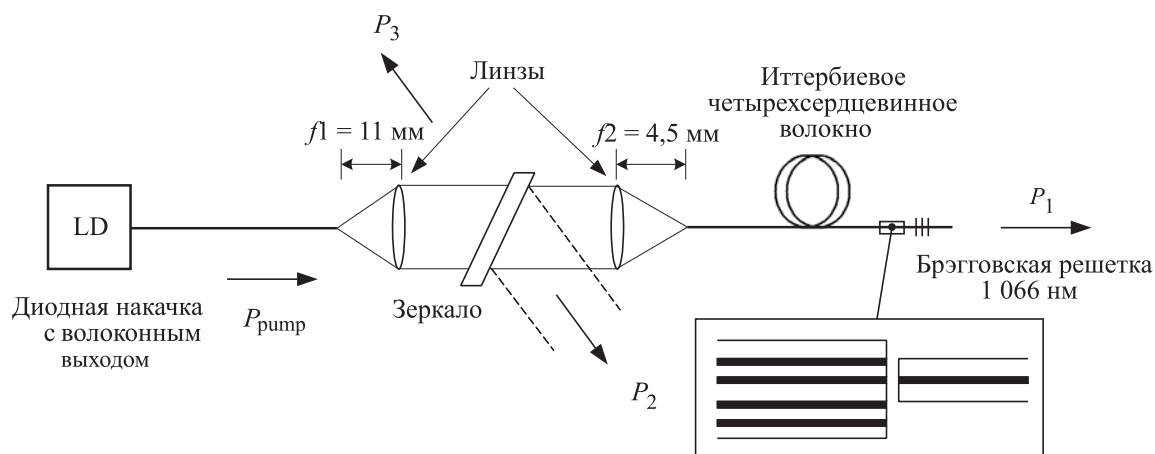


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

близок к показателю преломления стекла), чтобы исключить генерацию лазера на торцах активного волокна. Таким образом, была реализована обратная связь только для одной сердцевинки, а не для всех, в отличие от работы [2].

Характеристики лазера

Несмотря на то что обратная связь была создана только для одной из сердцевин (для ядра 4), было обнаружено, что все четыре сердцевинки генерируют излучение на длине волны решетки 1 066 нм. На рис. 3 представлены энергетические характеристики лазера. Нумерация сердцевин производилась по часовой стрелке.

На рис. 4 представлены спектры генерации каждой сердцевинки до и после склейки с решеткой. Видно, что в отсутствие геля помимо генерации на решетке происходит генерация на торцах волновода. При нанесении геля паразитная генерация исчезает.

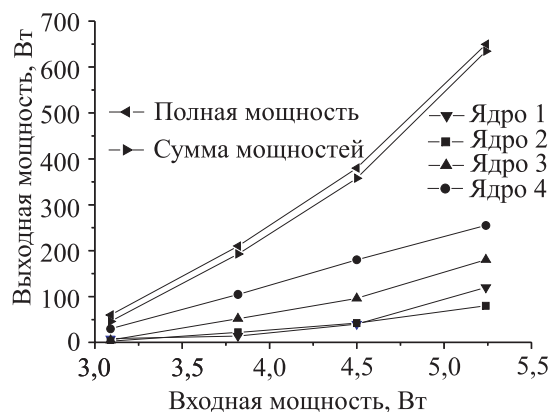


Рис. 3. Зависимость выходной мощности лазера (P_2) от мощности, входящей в лазер

На рис. 5, а представлено семейство спектров генерации каждой сердцевинки, снятых в различные моменты (спектры наложены один на другой). Видно, что спектр генерации лазера состоит из двух пиков, разделенных расстоянием 0,2 нм. Отметим, что этот

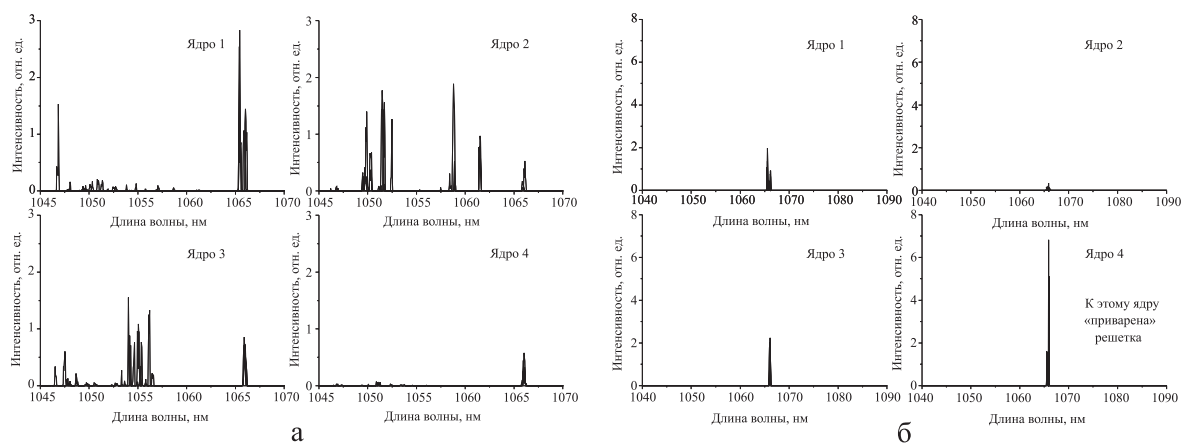


Рис. 4. Спектр генерации лазера: а – до нанесения геля с показателем преломления, как у стекла; б – после нанесения. Мощность накачки 3,8 Вт

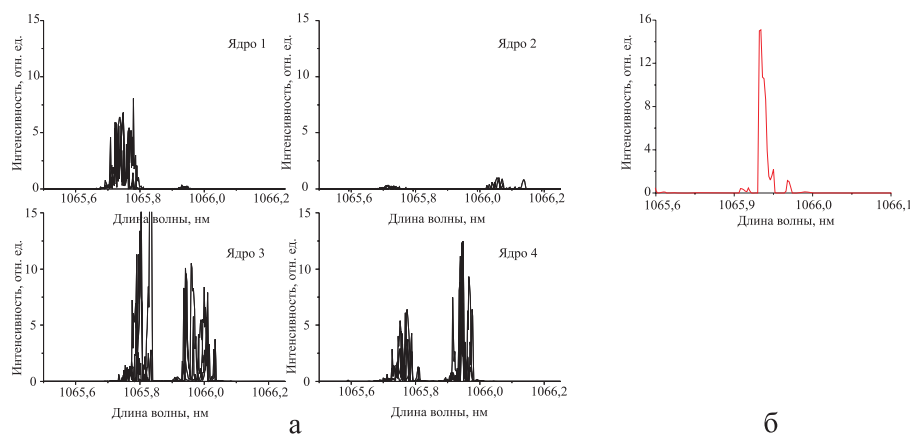


Рис. 5. Спектр генерации лазера после склейки с решеткой. Мощность накачки 3,8 Вт. Разрешение спектроанализатора 0,02 нм

эффект в лазере на основе односердцевинного активного волокна не наблюдался. На рис. 5, б изображен спектр генерации сердцевинны 4. Ширина пика $\Delta\lambda \sim 0,025$ нм. Для лазера на основе односердцевинного иттербиевого волокна эта ширина составляет $\Delta\lambda \sim 0,2$ нм, что на порядок больше.

Обсуждение полученных результатов

Мы видим, что в поставленном эксперименте проявляется взаимодействие излучений из разных сердцевин по длине волокна. Остается вопрос о механизме этого взаимодействия. Ранее считалось, что излучения взаимодействуют посредством туннелирования (теория связанных мод, направленный ответитель [3; 4]). Оценим роль этого эффекта, для чего обратимся к задаче о двух параллельных волноводах, в которых взаимодействуют основные моды. Мощность в такой системе будет периодически по длине перекачиваться из одного волновода в другой. Характерный масштаб перекачки определяется отношением расстояния между волноводами к их размеру. К примеру, если мы запустим излучение в первый волновод, то зависимость распределения мощности по сердцевинам от расстояния, пройденного излучением, будет следующей [4]:

$$\begin{aligned} P_1(z) &= 1 - \sin^2(C \cdot z), \\ P_2(z) &= \sin^2(C \cdot z). \end{aligned} \quad (1)$$

C – коэффициент связи между соседними сердцевинами при взаимодействии основных мод, который находится из следующего выражения:

$$C = \frac{2\sqrt{\delta}}{d_{core}} \frac{U^2}{V^3} \frac{K_0(W \cdot 2d_{dist}/d_{core})}{K_1^2(W)},$$

где

$$\delta = 1 - \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2.$$

V – безразмерная частота, которая определяется следующим образом:

$$V^2 = \left(\frac{\pi d_{core} n_1}{\lambda} \right)^2 \cdot \delta = U^2 + W^2.$$

U – является решением уравнения

$$U \cdot K_0(W) \cdot J_1(U) = W \cdot K_1(W) \cdot J_0(U),$$

где J – функции Бесселя; K – модифицированные функции Ханкеля; n_1 и n_2 – показатели преломления сердцевинны и оболочки соответственно; λ – длина волны распространяющегося излучения.

Как видно из уравнения (1), через длину, равную $L = \pi / 2C$, излучение из первой сердцевинны полностью перейдет во вторую. В настоящей работе была рассчитана длина взаимодействия с параметрами исследуемого волокна. Получено, что $L \approx 4$ км, что намного больше длины лазера $L_{laser} = 6$ м. Таким образом, эффект перекачки по механизму туннелирования в данном случае пренебрежимо мал.

Выводы

Установлено, что взаимодействие излучений из разных сердцевин происходит на всей длине активного волокна. При этом гипотеза о механизме перекачки, основанная на теории связанных мод, не подтвердилась.

Также обнаружено, что спектр генерации полученного лазера состоит из двух пиков, разделенных расстоянием 0,2 нм. Такой эффект в односердцевинном волокне не наблюдался.

Установлено, что ширина спектра генерации в четырехсердцевинном волокне на порядок меньше, чем в односердцевинном. Аналогичный результат был получен в работе [2].

Последние два эффекта, наиболее вероятно, связаны с природой взаимодействия излучений. Для установления механизмов взаимодействия требуются дальнейшие исследования.

Список литературы

1. Li L., Schulzgen A., Chen S., Temyanko V. L. Phase locking and in-phase supermode selection in monolithic multicore fiber lasers // Optics Lett. 2006. Vol. 31. No. 17. P. 2577–2579.
2. Kurkov A. S., Paramonov V. M., Dianov E. M. et al. Fiber laser based in 4-core Yb-doped fiber and multimode Bragg grating // Laser Phys. Lett. 2006. Vol. 3. No. 9. P. 441–444.
3. Яриу А. Введение в оптическую электронику. М.: Высш. шк., 1983. С. 338–366.
4. Snyder A. W. Coupled-mode theory for optical fibers // J. Opt. Soc. Am. 1972. Vol. 62. No. 11. P. 1267–1277.

КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ НЕСВЯЗАННЫХ АТОМОВ В ДАЛЕКОЙ ОТ РЕЗОНАНСА ОПТИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ *

Квазиклассическая теория лазерного охлаждения применяется для анализа охлаждения несвязанных атомов с моментами основного и возбужденного состояния равными $\frac{1}{2}$ в одномерной недиссипативной оптической решетке. Показано, что в приближении малого насыщения перехода полем накачки интерпретация механизмов охлаждения может быть проведена в рамках рассмотрения эффективной двухуровневой системы подуровней основного состояния. Выяснено, что в пределе слабых рамановских переходов механизм охлаждения несвязанных атомов подобен известному в теории двухуровневого атома доплеровскому механизму, а в пределе сильных – сизифовскому. В приближении медленных атомов найдены аналитические выражения для коэффициентов трения, вынужденной и спонтанной диффузии и дана оценка кинетической температуры.

Ключевые слова: лазерное охлаждение, недиссипативная оптическая решетка, медленные атомы.

Введение

Лазерное охлаждение атомов необходимо в различных задачах фундаментального и прикладного характера, таких как спектроскопия сверхвысокого разрешения [1], атомные стандарты частоты [2–4], конденсация Бозе – Эйнштейна [5], атомная нанолитография [6; 7] и др. Наибольшее развитие в последние 20 лет получили методы охлаждения атомов в магнитооптической ловушке и оптической патоке, дающие температуру ансамбля атомов порядка микрокельвина. Однако для некоторых приложений требуются еще более низкие температуры. В частности, более глубокое поперечное охлаждение атомов позволило бы достичь большей точности и стабильности в современных стандартах частоты на холодных атомах (атомный фонтан [3; 4], атомные часы в условиях микрогравитации [8]).

В настоящее время существует несколько методов лазерного охлаждения, позволяющих получать температуру ансамбля нейтральных атомов ниже микрокельвина: селективное по скорости когерентное пленение населенности [9], охлаждение рамановскими импульсами [10; 11] и вырожденное рамановское бокополосное лазерное охлаждение

(далее ВРБ охлаждение) [12; 13], являющееся адаптацией для нейтральных атомов метода лазерного охлаждения ионов в условиях разрешения боковых колебательных полос [14]. По сравнению с другими методами лазерного охлаждения ВРБ охлаждение имеет ряд преимуществ: высокая эффективность, относительно небольшое время охлаждения (порядка миллисекунд), относительная простота экспериментальной реализации. Этот метод основывается на использовании рамановских двухфотонных переходов между колебательными уровнями зеемановских подуровней атомов, локализованных в оптической решетке.

В работе [12] сообщается об экспериментах по двумерному охлаждению нейтральных атомов цезия указанным методом до основного состояния далекой от резонанса оптической решетки. В этих экспериментах этапу ВРБ охлаждения предшествовал этап предохлаждения атомов в близкой к резонансу оптической решетке, что обеспечивало высокую эффективность охлаждения (95 % атомов, захваченных в магнитооптическую ловушку охлаждались до основного колебательного состояния решетки), но вносило определенные осложнения в экспериментальную реализацию. Были проведены

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 05-02-17086, 05-08-01389, 07-02-01230, 07-02-01028), ИНТАС – СО РАН (проект № 06-1000013-9427) и Президиума СО РАН. Кроме того, работа Н. А. Матвеевой поддержана фондом «Династия».

подобные эксперименты по трехмерному охлаждению атомов цезия в оптической решетке до кинетической температуры 290 нК (при адиабатическом освобождении атомов из решетки) [13]. Отличительной особенностью этой работы от [12] являлось отсутствие этапа предохлаждения. Несмотря на это, 80 % атомов, переведенных в трехмерную решетку, охлаждались до ее основного колебательного состояния. Высокая эффективность охлаждения, полученная в [13], по всей видимости свидетельствует о сосуществовании механизмов охлаждения локализованных и квазисвободных атомов, что кратко обсуждалось в [13].

Позже были проведены эксперименты по лазерной коллимации непрерывного пучка холодных атомов цезия методом ВРБ охлаждения [15] с целью улучшения соответствующего первичного стандарта частоты. В этих исследованиях использовалась схема охлаждения, подобная предложенной в работе [13], но с некоторыми отличиями, которые, в частности, заключались в использовании двумерной оптической решетки оригинальной конфигурации. Однако эффективность поперечного охлаждения (коллимации) атомного пучка в этих экспериментах оказалась недостаточной и существенно более низкой по сравнению с [13]. Причины низкой эффективности охлаждения в [15] не исследовались.

В связи с этим возникла необходимость более детального изучения охлаждения атомов в недиссипативных оптических решетках в частности с целью выяснения условий, при которых имеет место сосуществование механизмов охлаждения квазисвободных и связанных атомов.

В настоящей работе квазиклассическая теория лазерного охлаждения применяется для анализа охлаждения несвязанных атомов в недиссипативной оптической решетке. Этот анализ проводится в рамках про-

стейшей модели атома с вырожденным основным состоянием и одномерной конфигурации поля решетки, которые передают существенные черты экспериментальной схемы [15]. При этом мы рассматриваем одномерное движение атомов, пренебрегая отдачей во всех других направлениях. В результате дана качественная интерпретация механизмов охлаждения, а также получены аналитические выражения для силы, действующей на атом, коэффициентов спонтанной и вынужденной диффузии, позволяющие делать количественные оценки кинетических параметров атомов, в частности температуры.

Постановка задачи

Рассмотрим двухуровневый атом с моментом основного состояния $J_g = 1/2$ и моментом возбужденного состояния $J_e = 1/2$, движущийся в оптической решетке. Поле решетки формируется двумя встречными (распространяющимися вдоль оси y) линейно поляризованными лазерными лучами, вектора поляризации которых $\vec{e}_1$ и $\vec{e}_2$ направлены под углом θ друг к другу, образуя $lin - \theta - lin$ конфигурацию (рис. 1). В циклическом базисе поле решетки имеет следующий вид:

$$\vec{E}_L(y) = E_0^L \exp(-i\omega_L t) \sum_{q=0\pm1} e_L^q(y) \vec{e}_q,$$

где E_0^L – амплитуда одного луча; $\vec{e}_q$ – орты циклического базиса:

$$\vec{e}_{+1} = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{e}_x + i\vec{e}_y),$$

$$\vec{e}_{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{e}_x - i\vec{e}_y),$$

$$\vec{e}_0 = \vec{e}_z.$$

Здесь $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ – орты декартового базиса.

Пусть вектора поляризации $\vec{e}_1$ и $\vec{e}_2$ направлены под углом $\theta/2$ к оси квантования (ось z на рис. 1) тогда контравариантные компоненты $e_L^q(y)$ записываются как

$$e_L^0 = 2 \cos(\theta/2) \cos(ky),$$

$$e_L^{-1} = \sqrt{2}i \sin(\theta/2) \sin(ky),$$

$$e_L^{+1} = -\sqrt{2}i \sin(\theta/2) \sin(ky).$$

Предполагается, что поле решетки достаточно далеко отстроено от резонанса: $|\delta_L| \gg \gamma$, ($\delta_L = \omega_L - \omega_0$ – отстройка частоты

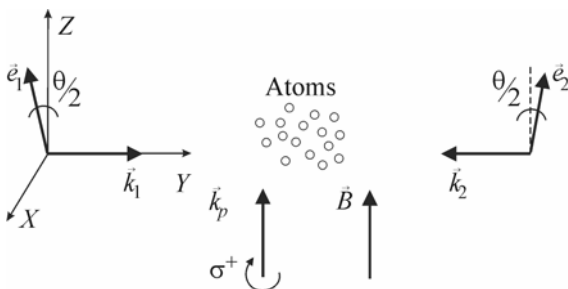


Рис. 1. Геометрия задачи

поля решетки ω_L от частоты перехода; ω_0 , γ – скорость релаксации возбужденного состояния), так что можно пренебречь реальными переходами атома из основного состояния в возбужденное под действием поля решетки. Поскольку при этом спонтанное рассеяние фотонов также будет пренебрежимо мало, то такая решетка является недиссипативной. Таким образом, действие решетки сводится к формированию периодического потенциала и индуцированию рамановских двухфотонных переходов между зеемановскими подуровнями основного состояния (на рис. 2 эти переходы обозначены жирной двойной стрелкой). Действия поля решетки на атомы самого по себе недостаточно для их охлаждения, поскольку решетка является недиссипативной, т. е. движение атомов в ней носит консервативный характер. Для осуществления охлаждения в этой системе необходимо присутствие поля накачки, резонансного атомному переходу, и пространственно однородного расщепления зеемановских подуровней. Поле накачки представляет собой циркулярно поляризованный лазерный луч, направленный вдоль оси z :

$$\vec{E}_p(y) = E_0^p \exp(-i\omega_p t) \exp(ikz) \vec{e}_{+1},$$

где E_0^p – амплитуда поля накачки. Резонансная накачка вызывает однофотонные переходы с подуровня основного состояния с проекцией $-\frac{1}{2}$ на подуровень возбужденного состояния с проекцией $\frac{1}{2}$ (тонкая стрелка на рис. 2). Далее происходит спонтанный распад возбужденного состояния (волнистые стрелки на рис. 2). Эффектом отдачи от поля накачки мы пренебрегаем, так как рассматриваем охлаждение только в одном направлении – вдоль оси y .

Таким образом, действие поля накачки (вместе со спонтанным распадом из возбужденного состояния) сводится к эффективной релаксации в системе подуровней основного состояния.

Пространственно однородный сдвиг зеемановских подуровней создается за счет статического магнитного поля (эффект Зеемана), направление которого совпадает с направлением волнового вектора поля накачки (см. рис. 1). Расщепление зеемановских подуровней возбужденного состояния мы не учитываем, считая его много меньше естественной ширины возбужденного состояния. Выбирая определенным образом

значение зеемановского расщепления основного состояния, можно добиться охлаждения в системе.

Эволюция атомной системы описывается квантовым кинетическим уравнением (ККУ) на матрицу плотности атома. В нашем случае ККУ в абстрактной форме, без конкретизации представления, имеет следующий вид:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\mathbf{H}_0 + \frac{\mathbf{p}_y^2}{2m}, \rho] - \frac{i}{\hbar} [\mathbf{V}_L(\mathbf{y}) + \mathbf{V}_p + \mathbf{V}_B, \rho] - \mathbf{\Gamma}\{\rho\}(\mathbf{y}). \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{p}_y$ – оператор проекции импульса атома на ось y ; $\mathbf{H}_0$ – гамильтониан свободного атома в системе центра инерции:

$$\mathbf{H}_0 = \hbar\omega_0 \sum_{\mu_e} |J_e \mu_e\rangle \langle J_e \mu_e|,$$

где ω_0 – частота атомного перехода; J_e – угловой момент возбужденного состояния атома; μ_e – его проекция на ось квантования. Оператор взаимодействия атома с полем решетки имеет вид

$$\mathbf{V}_L(\mathbf{y}) = \hbar\Omega_L \sum_q \mathbf{T}_q e_q^q(\mathbf{y}) \exp(-i\omega_L t) + h.c.,$$

где $\Omega_L = -\frac{\tilde{d}E_L^0}{\hbar}$ – частота Раби одного луча

поля решетки ($\tilde{d}$ – приведенный матричный элемент оператора дипольного момента). Согласно теореме Вигнера – Эккарта [16], зависимость оператора $\mathbf{V}_L(\mathbf{y})$ от магнитных квантовых чисел содержится в операторе Вигнера:

$$\mathbf{T}_q = \sum_{\mu_e \mu_g} |J_e \mu_e\rangle \langle J_g \mu_g| C_{J_g \mu_g, 1q}^{J_e \mu_e} \langle J_g \mu_g|,$$

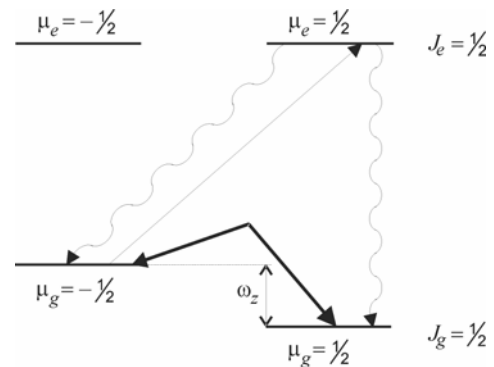


Рис. 2. Схема переходов

где J_g и μ_g – угловой момент основного состояния атома и его проекция; $C_{J_g\mu_g;1q}^{J_e\mu_e}$ – коэффициент Клебша – Гордана. Оператор взаимодействия атома с полем накачки записывается аналогичным образом:

$$V_p = \hbar\Omega_p T_{+1} \exp(ikz) \exp(-i\omega_p t) + h.c.,$$

где Ω_p – частота Раби поля накачки. Оператор взаимодействия атома с магнитным полем запишем, учитывая только линейный эффект Зеемана в основном состоянии:

$$V_B = -\hbar \omega_z J_{gz},$$

где ω_z – зеемановское расщепление подуровней основного состояния; J_{gz} – оператор z -проекции магнитного момента основного состояния. Действие оператора радиационной релаксации атома $\Gamma\{\rho\}(\mathbf{y})$ можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} \Gamma\{\rho\}(\mathbf{y}) = & \frac{\gamma}{2} \{\mathbf{P}_e, \rho\} - \\ & - \gamma \frac{3}{2} \left\langle \sum_{s=1,2} (\vec{T} \cdot \vec{e}_s(\vec{k}))^\dagger \exp(-i(k_y \mathbf{y})) \times \right. \\ & \times \left. \text{rexp}(i(k_y \mathbf{y})) (\vec{T} \cdot \vec{e}_s(\vec{k})) \right\rangle_{\Omega_k}, \end{aligned}$$

где $\{, \}$ – обозначает антикоммутатор; $\mathbf{P}_e$ – проектор на возбужденное состояние атома:

$$\mathbf{P}_e = \sum_{\mu_e} |J_e \mu_e\rangle \langle J_e \mu_e|,$$

$\vec{k}$ – волновой вектор спонтанного фотона; $\vec{e}_s(\vec{k})$ – единичные вектора поляризации спонтанного фотона, ортогональные $\vec{k}$; $\langle \dots \rangle_{\Omega_k}$ означает усреднение по направлению вылета спонтанного фотона, $k_y = (\vec{k} \cdot \vec{e}_y)$.

Как известно [17], одним из условий квазиклассичности поступательного движения атомов является малость параметра отдачи – отношения импульса фотона $\hbar k$ к дисперсии атомного импульса Δp :

$$\frac{\hbar k}{\Delta p} \ll 1. \quad (2)$$

Выполнение условия (2) позволяет отделить быстрые процессы упорядочения по внутренним степеням свободы от медленных процессов, связанных с поступательным движением. На кинетическом этапе эволюции (в нашем случае при $t \gg (\gamma S_p)^{-1}$, где S_p – параметр насыщения перехода полем накачки, его определение приводится

ниже), когда устанавливается стационарное распределение по внутренним степеням свободы атома, динамика атомного ансамбля определяется медленными процессами изменения функции распределения по поступательным степеням свободы. Обычно используется вигнеровское представление для трансляционных степеней свободы, тогда исходное ККУ (1) сводится с точностью до второго порядка по параметру отдачи к замкнутому уравнению типа Фоккера – Планка для вигнеровской функции распределения W

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{p_y}{M} \frac{\partial}{\partial y} \right) W(y, p_y) = \\ = \left[- \frac{\partial F(y, p_y)}{\partial p_y} + \frac{\partial^2 D(y, p_y)}{\partial p_y^2} \right] W(y, p_y), \end{aligned}$$

которую в случае положительной определенности можно интерпретировать как плотность вероятности в фазовом пространстве. Коэффициенты $F(y, p_y)$ и $D(y, p_y)$ имеют смысл силы и диффузии в пространстве импульсов соответственно. Коэффициент диффузии $D(y, p_y)$ представляется в следующем виде:

$$D(y, p_y) = D_{sp}(y, p_y) + D_{ind}(y, p_y),$$

где $D_{sp}(y, p_y)$ – коэффициент спонтанной диффузии; $D_{ind}(y, p_y)$ – коэффициент вынужденной диффузии [18].

Эффективная двухуровневая система

Для качественной интерпретации охлаждения в рассматриваемой системе целесообразно использовать приближение малого насыщения перехода полем накачки, что находится в соответствии с экспериментальными условиями [15]. Это приближение имеет вид

$$S_p = \frac{\Omega_p^2}{((\gamma/2)^2 + \delta_p^2)} \ll 1, \quad (3)$$

где δ_p – отстройка поля накачки от резонанса. При выполнении условия (3) рассматриваемая модель атома эквивалентна двухуровневой системе подуровней основного состояния. Действительно, в этом случае в уравнении (1) может быть произведена стандартная процедура редукции к основному состоянию [17]. Получившаяся система уравнений для матрицы плотности основного состояния может быть соотнесена с хорошо известными уравнениями для двух-

уровневого атома [18]. Из этого сравнения видно, что система подуровней основного состояния эквивалентна эффективной двухуровневой системе, где подуровни основного состояния с проекциями момента $\pm 1/2$ играют роль основного и возбужденного состояния соответственно. При этом параметры эффективной двухуровневой системы выражаются через параметры исходной модели следующим образом:

$$\begin{aligned}\Gamma_1 &= \frac{2}{9}\gamma S_p, \\ \Gamma_2 &= 3\Gamma_1, \\ \Delta &= -\frac{2}{3}\delta_p S_p - \omega_z, \\ \chi &= \frac{2\Omega_L^2 \sin(\theta)}{3\delta_L}.\end{aligned}$$

Здесь Γ_1 – эффективная скорость релаксации населенности; Γ_1 – эффективная скорость релаксации когерентности; Δ – эффективная отстройка от резонанса; χ – эффективная частота Раби.

Указанный выше факт соответствия рассматриваемой модели атома в пределе (3) эффективной двухуровневой системе лежит в основе качественной интерпретации механизмов охлаждения.

Качественная интерпретация механизмов охлаждения

Наш анализ механизмов охлаждения в системе подуровней основного состояния опирается на хорошо известные механизмы охлаждения в двухуровневой системе – доплеровский в пределе слабого поля [18] и сизифовский в пределе сильного [19]. При этом вместе с сохранением основных свойств данных механизмов проявляются и некоторые специфические черты, связанные с двухфотонным характером возбуждения и двухступенчатым характером релаксации в эффективной двухуровневой системе.

В пределе слабых рамановских переходов $|\chi| \ll \sqrt{\Gamma_2^2 + 4\Delta^2}$ в рассматриваемой системе механизм охлаждения подобен доплеровскому. Остановимся на нем более подробно. Рамановский двухфотонный переход (жирная стрелка на рис. 2) может происходить двумя способами: с виртуальным поглощением π и виртуальным испусканием σ^+ компонент поля решетки или с поглощением σ^- и испусканием π компонент. Амплитуды вероятности этих процессов равны друг

другу согласно (2) и пропорциональны $\sin(\theta)\sin(2ky)$.

Поскольку $\sin(2ky)$ является суперпозицией двух экспонент $\exp(\pm 2iky)$, то рассматриваемая амплитуда вероятности содержит вклады от двух эффективных бегущих волн ($\vec{K}_1$ и $\vec{K}_2$ на рис. 3) с проекциями волновых векторов на ось y $K_1 = 2k$ и $K_2 = -2k$. Пусть эффективная отстройка отрицательна, тогда при движении атома навстречу волне $\vec{K}_1$ вследствие эффекта Доплера, ее излучение становится ближе к двухфотонному резонансу, а излучение волны $\vec{K}_2$, наоборот, дальше от резонанса. Поэтому движущийся атом с большей вероятностью взаимодействует с встречной эффективной волной, и при этом ему передается замедляющий импульс $2\hbar k$. Данный процесс является двухфотонным, что составляет специфику рассматриваемого механизма охлаждения, по отношению к стандартному доплеровскому механизму. Другое отличие заключается в двухступенчатой релаксации возбужденного состояния $\mu_g = -1/2$ которая характеризуется эффективной скоростью релаксации Γ_1 . При сильных рамановских переходах $|\chi| \gg \sqrt{\Gamma_2^2 + 4\Delta^2}$ механизм охлаждения качественно подобен сизифовскому [19], но также имеет две характерные черты: во-первых, в два раза меньший пространственный период адиабатических потенциалов; во-вторых, двухступенчатые переходы между адиабатическими состояниями, обусловленные эффективной релаксацией.

Кинетические коэффициенты в приближении медленных атомов

В общем случае движения атома в неоднородном поле задача нахождения кинетических коэффициентов F и D может быть

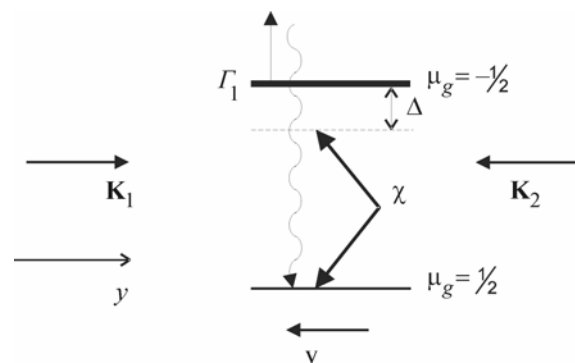


Рис. 3. Доплеровский механизм в эффективной двухуровневой системе

решена численными методами (например, методом цепных дробей [18]). Аналитические выражения для F и D удается получить при использовании тех или иных приближений. Большое практическое значение (в частности, для оценки температуры) имеет приближение медленных атомов, которое в нашем случае можно записать в виде

$$kV \ll \gamma S_p, \quad (4)$$

где V – скорость атомов. Данное условие означает, что за время установления стационарного распределения по внутренним степеням свободы атом смещается на расстояние много меньше длины волны света. В рамках приближения медленных атомов (4) для корректного учета диссипативных процессов в выражении для силы обычно достаточно ограничиться линейным приближением по скорости:

$$F(y, p_y) \approx F_0(y) + \alpha(y)v + \dots,$$

а при вычислении коэффициента диффузии – нулевым:

$$D(y, p_y) = D(y) + D_{ind}(y).$$

Здесь α – коэффициент трения; F_0 – сила в нулевом порядке по скорости. Аналитические выражения для коэффициентов $F_0(y)$, $\alpha(y)$, $D(y)$ были получены по методу, описанному в работе [17].

Обсуждение результатов

Кинетическую температуру атомов оценим стандартным способом [19], пренебре-

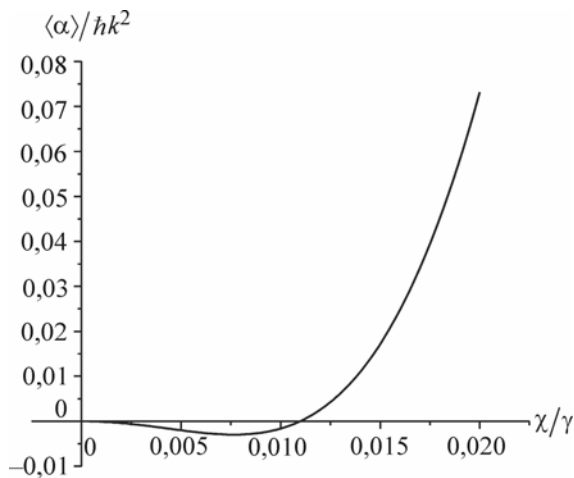


Рис. 4. Зависимость усредненного коэффициента трения от частоты Раби при $\Delta = -0,1\gamma$ ($\delta_p = 0$, $\Omega_p = 0,1\gamma$, $\omega_z = 0,1\gamma$)

гая пространственной локализацией:

$$k_B T = - \frac{\langle D_{ind} \rangle + \langle D_{sp} \rangle}{\langle \alpha \rangle}, \quad (5)$$

где k_B – постоянная Больцмана. В пределе слабых рамановских переходов выражение (5) принимает вид

$$k_B T = - \frac{5\hbar((\Gamma_2/2)^2 + \Delta^2)}{16\Delta}. \quad (6)$$

Минимальная температура в этом пределе достигается при величине эффективной отстройки $\Delta = -\frac{\Gamma_2}{2}$ и равна $k_B T = \frac{5}{16}\hbar\Gamma_2$.

В отличие от обычного доплеровского охлаждения в двухуровневой системе в нашем случае можно менять минимально достижимую температуру, изменяя величину эффективной константы релаксации Γ_2 путем варьирования входящих в нее параметров (например, интенсивность поля накачки).

Далее рассмотрим зависимости усредненного коэффициента трения и температуры атома от эффективной частоты Раби. На рис. 4 представлена зависимость усредненного коэффициента трения от эффективной частоты Раби χ при эффективной отстройке $\Delta = -0,1\gamma$. Видно, что в пределе слабых рамановских переходов (при малых χ) $\langle \alpha \rangle < 0$, т. е. наблюдается охлаждение атомов, а при сильных рамановских переходах (при больших χ) $\langle \alpha \rangle > 0$, т. е. наблюдается нагрев. Такая зависимость направления кинетического процесса от эффективной частоты Раби качественно совпадает с видом аналогичной зависимости в двухуровневой системе.

На рис. 5, а приведена зависимость оценки кинетической температуры (5) от χ при $\Delta = -0,1\gamma$. Данный рисунок иллюстрирует механизм охлаждения при слабых рамановских переходах. При уменьшении χ наблюдается уменьшение кинетической температуры атомов, что соответствует доплеровскому пределу охлаждения в двухуровневой системе.

При положительной эффективной отстройке охлаждение наблюдается при сильных рамановских переходах (рис. 5, б), что в двухуровневой системе соответствует сизифовскому механизму охлаждения.

Итак, приведенные зависимости $\langle \alpha \rangle$ и $\langle k_B T \rangle$ от χ подтверждают качественную интерпретацию механизмов охлаждения: подобный доплеровскому механизм при слабых рамановских переходах и подобный сизифовскому при сильных.

Сравнение с экспериментом

Полученные выше теоретические результаты могут быть сопоставлены с данными эксперимента [15]. Для этого вычислим параметры модели, соответствующие экспериментальным условиям: отстройка поля накачки 2,3 МГц, интенсивность поля накачки $I_p = 0,24$ мВт см⁻²; отстройка поля решетки – 9 ГГц, интенсивность одного луча поля решетки $I_L = 75$ мВт см⁻², угол между векторами поляризации лучей решетки равен 45°; магнитное поле изменялось в интервале от 0 до 200 мГс. Частоты Раби поля накачки и решетки рассчитываются по формуле $\Omega_{p,L} = \gamma \sqrt{I_{p,L}/8I_s}$, где $I_s = 1,1$ мВт см⁻² – интенсивность насыщения для D_2 -линии ¹³³Cs, $\gamma = 2\pi \times 5,3$ МГц. При вычислении зеемановского расщепления мы использовали значение g -фактора для нижнего сверхтонкого уровня основного состояния ¹³³Cs: $g = -1/4$, что дает $\omega_z = 2\pi \times 350$ кГц Гс⁻¹ В. В этих условиях эффективная частота Раби $\chi = 2\pi \times 11$ кГц, а эффективные скорости релаксации двухуровневой системы $\Gamma_1 = 2\pi \times 76$ кГц и $\Gamma_2 = 2\pi \times 222$ кГц. Чтобы определить, какой механизм охлаждения доминирует при данных условиях, следует сравнить величины χ и $\sqrt{\Gamma_2^2 + 4\Delta^2}$. При изменении магнитного поля от 0 до 200 мГс (что соответствует экспериментальным условиям) $\sqrt{\Gamma_2^2 + 4\Delta^2}$ изменяется от 0,29 до 0,4 МГц. При этом χ остается меньше этой величины в 26–36 раз. Следовательно, данным условиям соответствует область с преимущественно слабой рамановской связью и подобным доплеровскому механизму охлаждения. В пределе слабой рамановской связи, согласно (6), минимальная температура достигается при $\Delta = -\frac{\Gamma_2}{2}$ (что соответствует $B_{\min} = 50$ мГс и оценивается как $T_{\min} = 0,3\hbar\Gamma_2/k_B \approx 3,3$ мК). Эти значения близки к полученным в эксперименте [15] ($B_{\min} = 45$ мГс и $T_{\min} = 1,5$ мК). Тот факт, что экспериментально наблюдаемая температура более чем в 2 раза меньше теоретического предела, не должен вызывать удивления, так как в нашей модели совершенно не учитывается вклад атомов, локализованных в минимумах оптического потенциала. Одновременное рассмотрение охлаждения квазисвободных и локализованных атомов, необходимое для более детального анализа,

выходит за рамки данной работы и будет являться предметом дальнейших исследований.

Кроме того, нами была построена зависимость кинетической температуры квази-

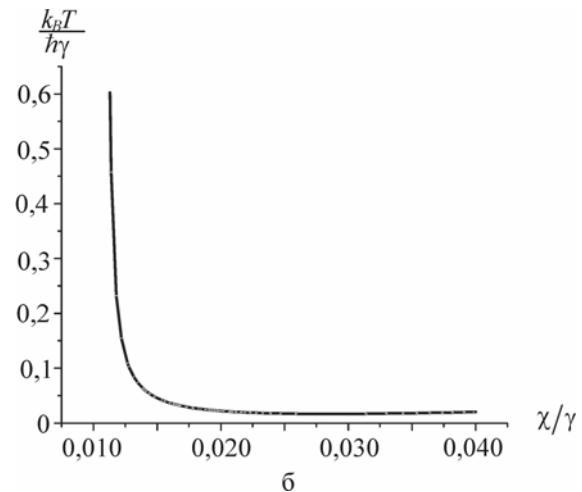
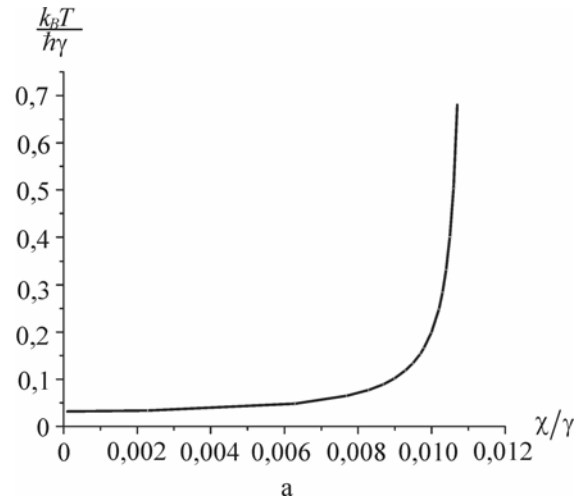


Рис. 5. Зависимость температуры от частоты Раби: а – при $\Delta = -0,1\gamma$; б – при $\Delta = 0,1\gamma$

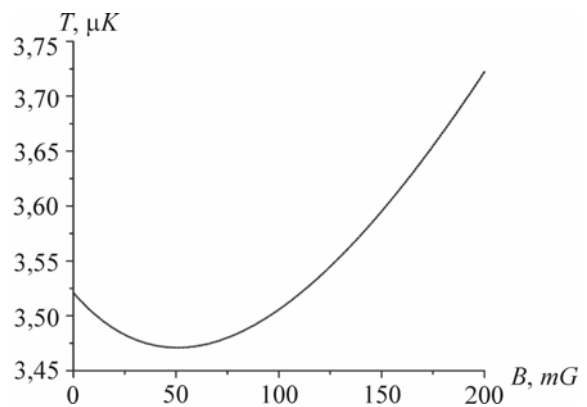


Рис. 6. Зависимость температуры от магнитного поля при $\delta_p = 2\pi \times 2,3$ МГц, $\delta_p = 2\pi \times -9$ ГГц, $I_p = 0,24$ мВт см⁻², $I_L = 75$ мВт см⁻², $\theta = 45^\circ$

свободных атомов, вычисленная по формуле (5) (т. е. с учетом всех порядков по χ), от величины магнитного поля (рис. 6). Наблюдается неплохое качественное согласие между результатами нашей теоретической модели и экспериментальными данными (см. [15]).

Выводы

Подведем некоторые итоги. Нами было рассмотрено лазерное охлаждение квазисвободных атомов с моментами основного и возбужденного состояния J_e и J_g , равными $\frac{1}{2}$ в одномерной $\text{lin} - \theta - \text{lin}$ конфигурации поля решетки. Показано, что в пределе малого насыщения по полю накачки (3) качественная интерпретация механизмов охлаждения может быть проведена в рамках рассмотрения эффективной двухуровневой системы, образованной подуровнями основного состояния. Из сравнения уравнений, характеризующих эту эффективную систему, с известными уравнениями для двухуровневой системы найдена зависимость эффективных параметров от параметров модели. Дана качественная интерпретация механизмов охлаждения несвязанных атомов. Показано, что в пределе слабых рамановских переходов наблюдается подобный доплеровскому механизм, а в пределе сильных – подобный сизифовскому. Получены аналитические выражения для силы, действующей на атом, коэффициентов спонтанной и вынужденной диффузии и сделана количественная оценка кинетической температуры атомов. Показано, что зависимость коэффициента трения и температуры от эффективной частоты Раби подтверждает качественную интерпретацию механизмов охлаждения. Проведено сравнение теоретических расчетов температуры с экспериментальными данными работы [15] и обнаружено хорошее качественное согласие. Результаты, полученные в данной работе, могут быть использованы при анализе лазерного охлаждения атомов в недиссипативных оптических решетках.

Список литературы

1. Tabosa J. W. R., Vianna S. S., de Oliveira F. A. M. Nonlinear spectroscopy and optical phase conjugation in cold cesium atoms // *Phys. Rev. A*. 1997. Vol. 55. P. 2968–2984.
2. Berkeland D. J., Miller J. D., Bergquist J. C. et al. Laser-Cooled Mercury Ion

Frequency Standard // *Phys. Rev. Lett.* 1998. Vol. 80. P. 2089–2092.

3. Santarelli G., Laurent Ph., Lemonde P. et al. Quantum Projection Noise in an Atomic Fountain: A High Stability Cesium Frequency Standard // *Phys. Rev. Lett.* 1999. 82. P. 4619–4622.

4. Degenhardt C., Stoehr H., Lisdat C. et al. Calcium optical frequency standard with ultra-cold atoms: Approaching 10^{-15} relative uncertainty // *Phys. Rev. A*. 2005. Vol. 72. No. 06211. P. 1–16.

5. Кеммерле В. Когда атомы ведут себя как волны. Бозе-Эйнштейновская конденсация и атомный лазер // *УФН*. 2003. Т. 173, № 12. С. 1339–1358.

6. Lison F., Schuh P., Haubrich D. High-brilliance Zeeman-slowed cesium atomic beam // *Phys. Rev. A*. 2000. Vol. 61. No. 013405. P. 1–9.

7. Strekalov D. V., Turlapov A., Kumarakrishnan A. et al. Periodic structure generated in a cloud cold atoms // *Phys. Rev. A*. 2002. Vol. 66. No. 023601. P. 1–11.

8. Laurent Ph., Lemonde P., Simon E. et al. A cold atom clock in absence of gravity // *Eur. Phys. J. D*. 1998. Vol. 3. P. 201–214.

9. Aspect A., Arimondo E., Kaiser R. et al. Laser Cooling below the One-Photon Recoil Energy by Velocity-Selective Coherent Population Trapping // *Phys. Rev. Lett.* 1988. Vol. 61. P. 826–829.

10. Kasevich M., Chu S. Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms // *Phys. Rev. Lett.* 1992. Vol. 69. P. 1741–1744.

11. Boyer V., Lising L. J., Rolston S. L. et al. Deeply subrecoil two-dimensional Raman cooling // *Phys. Rev. A*. 2004. Vol. 70. No. 043405. P. 1–18.

12. Hamann S. E., Haycock D. L., Klose G. et al. Resolved-Sideband Raman Cooling to the Ground State of an Optical Lattice // *Phys. Rev. Lett.* 1998. Vol. 80. P. 4149–4152.

13. Kerman A. J., Vuletic V., Chin C. et al. Beyond Optical Molasses: 3D Raman Sideband Cooling of Atomic Cesium to High Phase-Space Density // *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 84. P. 439–442.

14. Monroe C., Meekhof D. M., King B. E. et al. Resolved-Sideband Raman Cooling of a Bound Atom to the 3D Zero-Point Energy // *Phys. Rev. Lett.* 1995. Vol. 75. P. 4011–4014.

15. Domenico G. Di, Castanga N., Miletì G. et al. Laser collimation of a continuous beam of a cold atoms using Zeeman-shift degenerate-

Raman-sideband cooling // Phys. Rev. A. 2004. Vol. 69. No. 063403. P. 1–9.

16. Варшалович Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К. Квантовая теория углового момента. Л.: Наука, 1975.

17. Безвербный А. В., Прудников О. Н., Тайченачев А. В. и др. Сила светового давления, коэффициенты трения и диффузии для атомов в резонансном неоднородно поляризованном поле // ЖЭТФ. 2003. Т. 123, № 3. С. 437.

18. Миногин В. Г., Летохов В. С. Давление лазерного излучения на атомы. М.: Наука, 1986.

19. Казанцев А. П., Сурдутович Г. И., Яковлев В. П. Механическое действие света на атомы. М.: Наука, 1991.

20. Gordon J. P., Ashkin A. Motion of atoms in a radiation trap // Phys. Rev. A. 1980. Vol. 21. P. 1606–1624.

Материал поступил в редколлегию 24.05.2007

С. А. Бабин¹, А. А. Власов^{1,2}, С. И. Каблуков¹, И. С. Шелемба^{1,2}

¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН
пр. Акад. Коптюга, 1, Новосибирск, 63090, Россия
E-mail: shelemba@iae.nsk.su

² Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

СЕНСОРНАЯ СИСТЕМА НА ОСНОВЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК

Реализована волоконно-оптическая сенсорная система на основе анализатора спектра. Погрешность определения температуры не превышает 0,5 °С. Разработано устройство опроса волоконных брэгговских сенсоров на основе узкополосного перестраиваемого эрбиевого лазера. Характеристики лазера позволяют опрашивать до 45 датчиков температуры в диапазоне 100 °С с погрешностью не более 1 °С.

Ключевые слова: волоконная оптика, перестраиваемый лазер, волоконно-оптическая брэгговская решетка, волоконно-оптический сенсор.

Введение

Применение сенсоров на основе волоконно-оптических брэгговских решеток является одним из перспективных методов распределенного измерения температуры, давления и др. физических величин. Основными преимуществами таких сенсоров являются высокая чувствительность, малые размеры, способность работы без подвода электричества, нечувствительность к электромагнитным помехам и возможность объединения сенсоров в распределенные системы [1]. Волоконная брэгговская решетка (ВБР) представляет собой участок волоконного световода, в сердцевине которого наведена структура показателя преломления с периодом $\Lambda \sim 0,5$ мкм [2]. Наиболее важным свойством ВБР является отражение оптического излучения на брэгговской длине волны $\lambda_g = 2\Lambda n$, где n – показатель преломления сердцевины. Возмущение состояния решетки (растяжение, нагрев) вызывает изменение положения максимума в спектре отраженной волны (рис. 1). Это свойство ВБР положено в основу создания волоконно-оптических сенсоров.

Основной проблемой, определяющей практическое применение сенсоров на основе ВБР, является разработка методов и оборудования для измерения малых сдвигов брэгговских пиков с большой точнос-

тью [3]. Простейшее решение – использование широкополосного источника излучения и анализатора оптического спектра (рис. 2). Коммерчески доступные анализаторы обладают разрешением до 1 пм, что в диапазоне 1,5 мкм соответствует изменению температуры брэгговского сенсора на 0,1 °С или растяжению $\sim 10^{-6}$, однако практическое применение таких приборов ограничено в силу их высокой стоимости.

Перспективным методом сканирования спектра отражения является использование узкополосного перестраиваемого лазера и фотодетектора, на который поступает излучение, отраженное от ВБР (рис. 3). Изменяя длину волны излучения лазера, можно прописать спектр отражения сенсоров. В этом случае такие параметры системы, как количество сенсоров, разрешение и погрешность измерений, напрямую зависят от диапазона перестройки лазера, ширины линии, стабильности мощности и длины волны генерации. Основное преимущество данного метода – возможность обеспечить высокое разрешение измерений при потенциально низкой стоимости устройства.

Оптимальным в качестве перестраиваемого источника излучения видится использование эрбиевого лазера, обладающего такими преимуществами, как широкий диапазон перестройки, генерация в области

1,55 мкм, соответствующей минимуму потерь в оптоволокне, отсутствие юстировок и доступная диодная накачка. Известно множество способов перестройки длины волны излучения и различных схем резонаторов волоконных лазеров, поэтому важным является выбор оптимальной конфигурации лазера, обеспечивающей наилучшие выходные характеристики.

В данной работе реализована сенсорная система на основе анализатора оптического спектра. Также создан макет устройства опроса ВБР-сенсоров на основе перестраиваемого волоконного эрбиевого лазера. Произведена оптимизация лазера для получения выходных параметров.

Сенсорная система на основе анализатора оптического спектра

На рис. 2 представлена схема волоконно-оптической сенсорной системы. Оптическое излучение с широкополосного источника поступает на массив из 12-ти сенсоров, записанных в одном волоконном световоде. Отраженный сигнал сканируется анализатором спектра, данные с которого через интерфейс GPIB поступают в компьютер, где по положениям максимумов отражения вычисляется температура каждого сенсора.

В ходе тестирования системы проводились как точечные измерения отдельными сенсорами, так и измерения поля температур 12-ю сенсорами. Было показано, что возмущения одного датчика никак не влияют на соседние, а погрешность измерений в данной системе не превышает 0,5 °С.

Также необходимо отметить, что количество сенсоров ограничено только рабочими диапазонами широкополосного источника и анализатора спектра и при помощи коммерчески доступных приборов может быть расширено до нескольких десятков.

Сенсорная система на основе перестраиваемого волоконного лазера

В качестве элемента, селектирующего длину волны излучения лазера была выбрана перестраиваемая ВБР с коэффициентом отражения ~0,9 и шириной спектра отражения на полувысоте ~0,3 нм. Перестройка осуществлялась за счет ее аксиального сжатия внутри узкой феррулы. Использование оригинальной схемы сжимающего устройства, управляемого шаговым двигателем, поз-

волило обеспечить диапазон перестройки 1 537–1 582 нм с шагом 4 пм (рис. 4).

В ходе данной работы были исследованы характеристики более 10-ти конфигураций

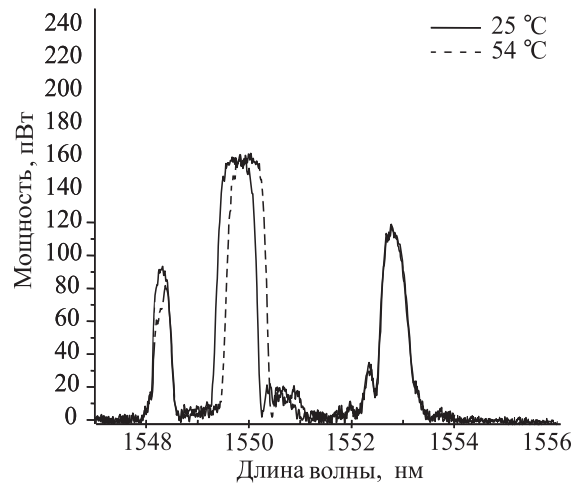


Рис. 1. Спектры отражения трех волоконных брэгговских решеток при температуре окружающей среды 25 °С и при нагревании одной из решеток до температуры 54 °С

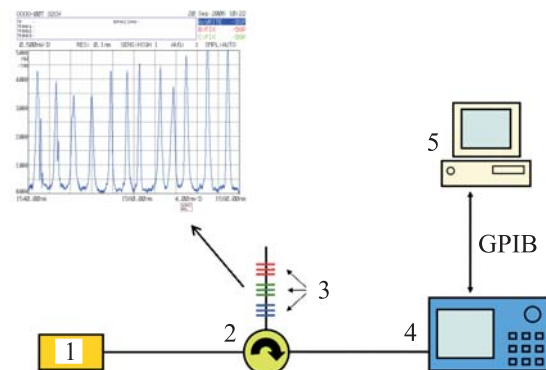


Рис. 2. Сенсорная система на основе анализатора оптического спектра: 1 — широкополосный источник излучения; 2 — циркулятор; 3 — массив брэгговских сенсоров; 4 — анализатор оптического спектра; 5 — компьютер

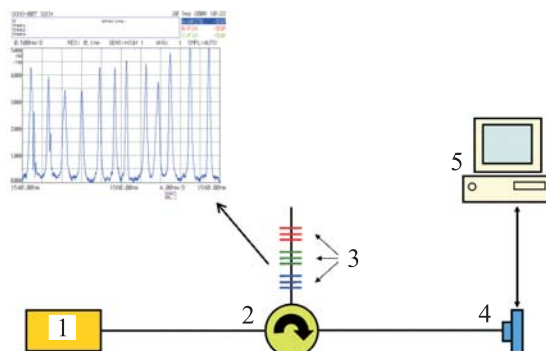


Рис. 3. Сенсорная система на основе узкополосного перестраиваемого лазера: 1 — узкополосный перестраиваемый лазер; 2 — циркулятор; 3 — массив брэгговских сенсоров; 4 — фотодетектор; 5 — компьютер

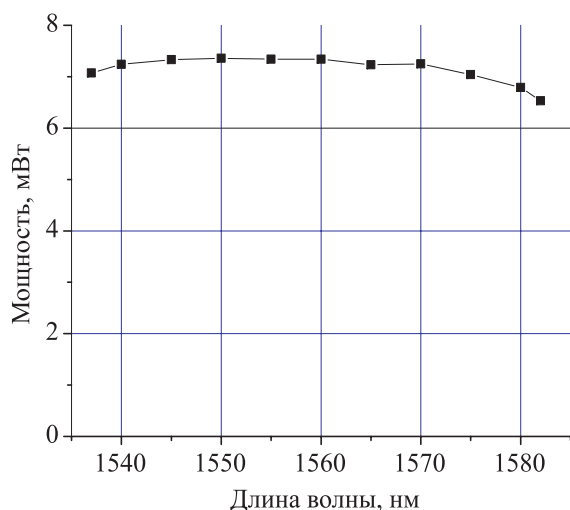


Рис. 4. Зависимость мощности от длины волны излучения волоконного эрбиевого лазера с перестраиваемой брэгговской решеткой. Мощность накачки 30 мВт

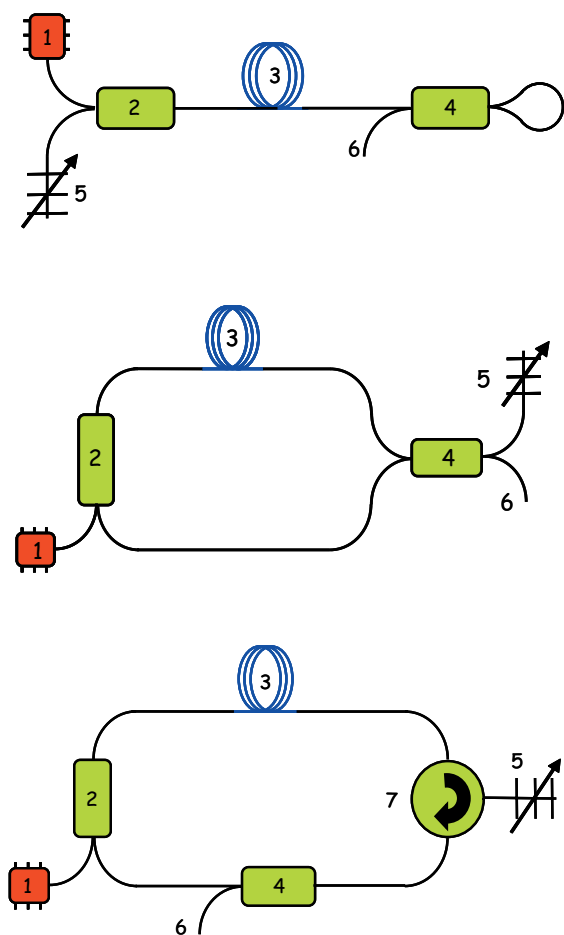


Рис. 5. Схема перестраиваемого эрбиевого лазера с линейным резонатором (а), с кольцевым резонатором (б), с кольцевым резонатором и циркулятором (в): 1 – диодный лазер накачки, 2 – волоконный мультиплексор, 3 – эрбиевое волокно, 4 – ответвитель, 5 – перестраиваемая брэгговская решетка, 6 – выход, 7 – циркулятор

резонатора [4]. Три из них, обеспечивающие наилучшие выходные характеристики, описаны ниже (рис. 5). Активной средой лазера с линейным резонатором (рис. 5, а) является волокно длиной 3,5 м, допированное ионами Er^{3+} . Накачка осуществлялась диодным лазером на длине волны 980 нм. Резонатор, общая длина которого составила ~ 7 м, образован широкополосным зеркалом (коэффициент отражения $\sim 0,5$), роль которого играет волоконный ответвитель, и перестраиваемой волоконной брэгговской решеткой. С помощью анализатора спектра Ando AQ-6317 измерялись следующие параметры: длина волны, мощность (рис. 6), ширина линии излучения, флуктуации мощности и длины волны генерации. Получены следующие значения ширины линии излучения $\Delta\lambda$, флуктуаций длины волны $\langle\delta\lambda\rangle$ и флуктуаций мощности $\langle\delta P\rangle/P$ для различных конфигураций лазера:

Вид лазера	$\Delta\lambda$, nm	$\langle\delta\lambda\rangle$, nm	$\langle\delta P\rangle/P$
С линейным резонатором	0,014	0,024	0,052
С кольцевым резонатором	0,022	0,002	0,022
С кольцевым резонатором и циркулятором	0,014	0,001	0,005

В схеме с линейным резонатором достигнута наибольшая мощность, однако флуктуации мощности и длины волны генерации оказались неудовлетворительными.

Использование кольцевого резонатора (рис. 5, б) снизило по сравнению с прошлой схемой мощность, но позволило обеспечить меньшие флуктуации мощности и длины волны излучения. Наилучшая стабильность за счет однонаправленного режима генерации и отсечения брэгговской решеткой усиленного спонтанного излучения достигается в схеме с кольцевым резонатором и циркулятором (рис. 5, в). Выходная мощность данного лазера оказалась наименьшей из сравниваемых (см. рис. 6), что объясняется наличием дополнительных потерь ~ 1 дБ, вносимых циркулятором. Поскольку стабильность длины волны и мощности излучения лазера наиболее сильно влияют на погрешность сенсорной системы, предпочтение отдано последней схеме.

В качестве примера, при помощи данного лазера в автоматическом режиме был прописан спектр отражения массива из 12-ти брэгговских сенсоров (рис. 7).

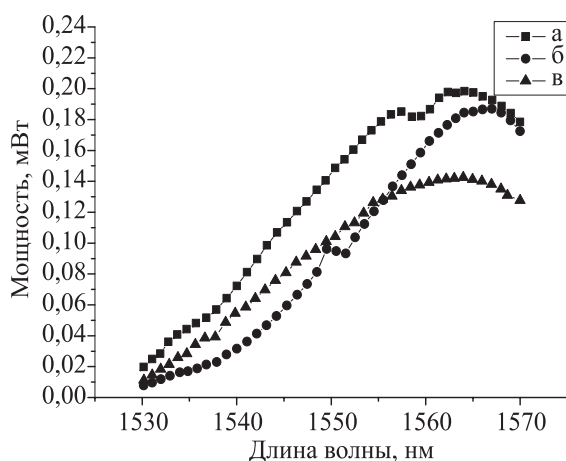


Рис. 6. Зависимость мощности от длины волны излучения лазеров с линейным резонатором (а), кольцевым резонатором (б) и кольцевым резонатором и циркулятором (в)

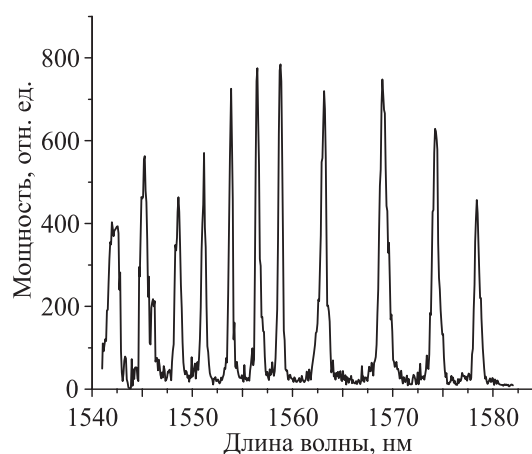


Рис. 7. Спектр отражения массива из 12-ти брэгговских сенсоров, прописанный при помощи перестраиваемого волоконного эрбиевого лазера

Заключение

В данной работе реализована сенсорная система на основе анализатора оптического спектра. Продемонстрирована точность измерения температуры не хуже, чем $0,5\text{ }^{\circ}\text{C}$, однако его практическое применение ограничено в силу высокой стоимости анализатора.

Разработан макет устройства опроса ВБР-сенсоров на основе узкополосного перестраиваемого волоконного эрбиевого лазера. Волоконная брэгговская решетка, играющая роль селектирующего элемента, обеспечила перестройку длины волны генерации лазера в диапазоне более 45 нм с шагом 4 пм, что позволяет опрашивать до 45-ти сенсоров температуры в диапазоне $100\text{ }^{\circ}\text{C}$ разрешением $0,4\text{ }^{\circ}\text{C}$. Проведено исследование зависимости выходных характеристик лазера от конфигурации резонатора. Наилучшая стабильность мощности ($\langle \delta P \rangle / P = 0,005$) и длины волны генерации ($\langle \delta \lambda \rangle = 0,001\text{ нм}$) достигается в схеме с кольцевым резонатором, использующей циркулятор. Ширина линии

составила $0,014\text{ нм}$. Данные параметры позволяют обеспечить погрешность измерений температуры на уровне $1\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Список литературы

1. Kersey A. N. et al. Fiber Grating Sensors // Journal of Lightwave Technology. 1997. Vol. 15 (8).
2. Васильев С. А., Медведков О. И., Королев И. Г. и др. Волоконные решетки показателя преломления и их применения // Квант. электроника. 2005. Т. 35 (12). С. 1085–1103.
3. Кульчин Ю. Н. Распределенные волоконно-оптические измерительные системы. М.: Физматлит, 2004.
4. Бабин С. А., Исмагулов А. Е., Каблучков С. И. и др. Перестраиваемый волоконный эрбиевый лазер для сенсорных применений // Актуальные проблемы электронного приборостроения: Тр. междунар. конф. 2006. Т. 2. С. 134–136.

Материал поступил в редколлегию 31.05.2007

А. Л. Романов

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера
пр. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия

Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МАТРИЦЫ ОТКЛИКА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ УСКОРИТЕЛЕЙ

Для вычисления отклонений параметров линейной оптики ускорителя от проектных можно использовать матрицу, составленную из откликов орбиты на поочередное включение корректоров [1]. Была написана программа «responsematrix», позволяющая определять отклонения следующих параметров: градиенты линз и магнитов, калибровки корректоров и ДПП. Для вычисления матрицы отклика в алгоритм программы была включена возможность задания протяженных корректоров, при этом отклик на горизонтальные корректоры вычисляется с учетом дисперсии [2]. С использованием программы была проведена диагностика линейной оптики ускорителя «ВЭПП-2000».

Ключевые слова: матрица откликов, сингулярное разложение матриц, замкнутая орбита.

Введение

Одной из основных проблем при вводе ускорителя заряженных частиц в эксплуатацию является определение истинных значений параметров магнитной структуры.

Для вычисления отклонений параметров линейной оптики ускорителя от проектных можно использовать матрицу отклика орбиты [1]. Она строится путем измерения значений смещения орбиты пучка на датчиках положения пучка (ДПП) при поочередном включении всех корректирующих магнитов. Для нахождения истинных значений параметров магнитной структуры необходимо найти такую вариацию искомых параметров, которая приводит к наилучшему согласованию экспериментальной и моделируемой матриц отклика.

Существует несколько примеров успешного применения данного метода на практике [1; 4; 5]. Мнения всех авторов сходятся в том, что для надежного восстановления параметров необходимо соблюдать следующие условия: высокая точность измерения положения орбиты пучка; достаточное количество ДПП, расположенных в невырожденных друг относительно друга местах; достаточно достоверная стартовая модель оптики ускорителя; вариация полного набора параметров.

Ускоритель встречных электрон-позитронных пучков ВЭПП-2000 сейчас находится на стадии ввода в эксплуатацию, и выяс-

нение истинных параметров его линейной оптики является одной из важных задач. Поэтому было решено реализовать упомянутый выше метод.

Для реализации метода написана подпрограмма «responsematrix» на основе программы «sixdsimulation», производящей расчет линейной оптики циклических ускорителей в шестимерном фазовом пространстве. Она позволяет определять отклонения следующих параметров: градиенты и поля линз и магнитов, калибровки корректоров и ДПП.

Для вычисления матрицы отклика в алгоритм программы «sixdsimulation» была включена возможность задания протяженных корректоров, при этом отклик на горизонтальные корректоры вычисляется с учетом дисперсии [2].

Метод

Зная модель магнитной структуры кольца, можно легко рассчитать смещение орбиты в заданных точках при включении определенных корректоров и, таким образом, построить теоретическую матрицу отклика. Однако с практической точки зрения важна обратная задача – используя информацию, содержащуюся в экспериментальной матрице отклика, восстановить реальные параметры кольца.

Суть метода заключается в том, чтобы, варьируя оптические параметры ускорителя,

минимизировать разницу между экспериментальной и теоретической матрицами отклика. Обычно минимизируют величину χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i,j} \frac{(M_{\text{mod},ij} - M_{\text{mes},ij})^2}{\sigma_i^2} \equiv \sum_{i,j} V_{k(i,j)}^2,$$

где $M_{\text{mod},ij}$ и $M_{\text{mes},ij}$ – теоретическая и экспериментальная матрицы отклика; σ_i – точность i -го ДПП.

В линейном приближении изменение элементов вектора V_k при вариации вектора параметров x_n имеет вид

$$\Delta V_k = \frac{\partial V_k}{\partial x_n} \Delta x_n. \quad (1)$$

Пусть K – размерность вектора V_k , N – размерность вектора x_n , тогда из общих соображений ясно, что для достоверного определения вектора x_n необходимо выполнять условие $K \geq N$. На практике из-за погрешностей при снятии экспериментальной матрицы откликов стараются придерживаться правила $K \gg N$.

Таким образом, если мы хотим уменьшить отличие вектора V_k от нуля, т. е. найти вариацию параметров такую, что $V_{k0} + \Delta V_k = 0$, нам надо уметь обращать прямоугольную матрицу $\partial V_k / \partial x_n$ размерности $K \times N$. Или, что то же самое, решать переопределенную систему уравнений (1) относительно вектора параметров, применяя метод наименьших квадратов. Обращение матрицы $\partial V_k / \partial x_n$ можно выполнять с использованием SVD разложения, которое позволяет контролировать и отбрасывать недостоверные данные:

$$\Delta x_n = \left(\frac{\partial V_k}{\partial x_n} \right)_{SVD}^{-1} V_{k0}.$$

Поскольку матрица отклика нелинейно зависит от параметров, данную итерацию надо повторить несколько раз.

Программа

Для реализации указанного метода диагностики была переделана написанная нами ранее программа моделирования линейной оптики циклических ускорителей. Добавлены следующие возможности:

- возможность «прикреплять» протяженные корректоры к различным элементам;

- возможность численного дифференцирования элементов матрицы откликов по параметрам, т. е. возможность вычислять матрицу $\partial V_k / \partial x_n$;

- функция, производящая SVD разложение матриц [3].

В роли переменных x_n могут выступать градиенты полей в линзах и магнитах, калибровочные коэффициенты ДПП и корректоров.

Для моделирования элемента с вертикальным корректором решалось уравнение движения при наличии возмущения в виде горизонтального поля для нулевых начальных условий, а затем производилось замыкание орбиты с использованием матрицы оборота:

$$z'' + Kz = \frac{\Delta H_x}{H_0 r_0} \Rightarrow \begin{bmatrix} z \\ z' \end{bmatrix} \Rightarrow \begin{bmatrix} z \\ z' \end{bmatrix}_{\text{corr}} = (I - M_{\text{turn}})^{-1} \begin{bmatrix} z \\ z' \end{bmatrix}_0,$$

где K – кусочно-постоянная жесткость элемента магнитной системы; ΔH_x – поле корректора; $H_0 r_0 = p_0 c / e$, где p_0 – импульс равновесной частицы; $(z \ z')_0^t$ – решение уравнения движения для нулевых начальных условий; $(z \ z')_{\text{corr}}^t$ – периодическое решение.

Моделируя горизонтальный корректор, надо учитывать тот факт, что при его включении происходит удлинение замкнутой орбиты. Это приводит к изменению равновесной энергии частиц, следовательно, в точках орбиты с ненулевой дисперсией появится «дополнительное» смещение:

$$\begin{bmatrix} x \\ x' \end{bmatrix}_{\text{tot}} = \begin{bmatrix} x \\ x' \end{bmatrix}_{\text{corr}} + \Delta E_{\text{corr}} \begin{bmatrix} \eta \\ \eta' \end{bmatrix}.$$

Здесь $(\eta \ \eta')_{\text{corr}}^t$ – периодическая дисперсия, ΔE_{corr} – изменение равновесной энергии частиц, связанное с тем, что для соблюдения условия синхронизма с высокочастотным полем ускоряющего резонатора период обращения частиц должен оставаться неизменным при включении корректора. Эта величина, в отсутствие связи между вертикальным и горизонтальным движением, вычисляется по следующей формуле:

$$\Delta E_{\text{corr}} = \frac{1}{\alpha L} \oint \eta(s') \frac{\Delta H_z(s')}{H_0 r_0} ds',$$

где α – коэффициент удлинения орбиты; L – периметр орбиты; $\Delta H_z(s)$ – поля включенных горизонтальных корректоров.

Результаты

Система наблюдения ускорителя «ВЭПП-2000» включает в себя 16 ПЗС камер и 4 пикапа. Однако на сегодня доступно только 3 ПЗС-камеры в электронном направлении или 6 ПЗС-камер в позитронном. Точность определения центра пучка при однократном измерении с помощью ПЗС-камер по обоим направлениям составляет примерно 0,01 мм.

Система коррекций орбиты состоит из 20-ти коррекций по горизонтали, 8 из которых находятся в дипольных магнитах и 16 в квадрупольных линзах, и 12-ти коррекций по вертикали, находящихся в квадрупольных линзах.

В итоге количество ненулевых элементов в матрице откликов составляет 108 при работе в электронном направлении и 216 при работе в позитронном направлении. Переключение между двумя режимами требует переполюсовки всех элементов, поэтому из-

за неточности инверсии объединять два массива данных нельзя.

Для проверки программы производилось численное моделирование реальной матрицы отклика. Для симуляции реальной оптики в проектную оптику вносились известные искажения, затем эта модель использовалась для генерации «экспериментальной» матрицы отклика с добавлением шумов. Далее проектная оптика подавалась на вход программы как стартовая и проводилась подгонка. Сравнение параметров «подогнанной», проектной и «реальной» оптики позволяет судить об эффективности процедуры. На рис. 1 представлен результат проверки.

Также предпринимались попытки подогнать теоретическую оптическую модель ускорителя «ВЭПП-2000» с использованием экспериментальной матрицы отклика, снятой при работе в электронном направлении. Предварительные результаты показаны на рис. 2. Видно, что количественного совпадения нет, однако качественно перекося горизонтальной бета-функции подтвердился.

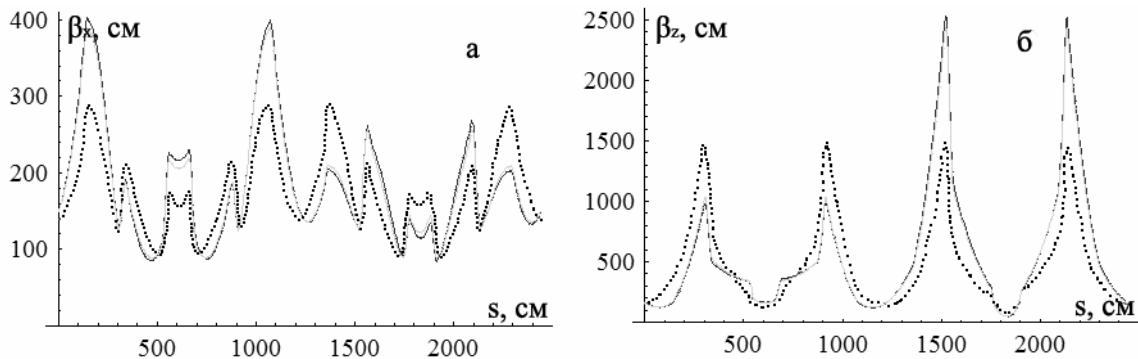


Рис. 1. Бета-функции: а – горизонтальные; б – вертикальные (••• стартовая модель; --- модель после подгонки; — бета-функции в «реальной» оптике)

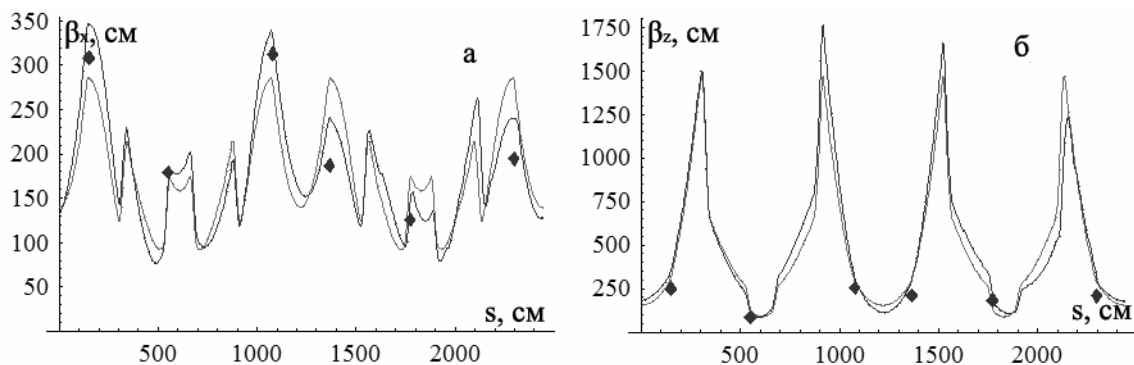


Рис. 2. Бета-функция: а – горизонтальная; б – вертикальная (— функции до подгонки; — функции после подгонки; ♦ экспериментально измеренные бета-функции в линзах)

Обсуждение

Одной из причин, объясняющей несовпадение измеренных и восстановленных бета-функций, может быть неправильный калибровочный коэффициент между током линзы и ее градиентом, путем его подбора можно выровнять средний уровень точек. Другая проблема заключается в том, что равновесная орбита проходит не по центрам квадрупольных линз. Поэтому при вариации градиента во время измерения бета-функций в линзах равновесная орбита искажалась, это в свою очередь из-за наличия секступольных нелинейностей вдоль кольца приводило к дополнительному неконтролируемому уходу бетатронных частот. Секступольные нелинейности оказывали влияние и на матрицу откликов, так как для некоторых корректоров при одинаковой вариации в положительную и отрицательную стороны асимметрия полученных откликов заметно превышала точность измерения.

Для корректной работы метода и возможности его достоверной проверки с помощью измерения бета-функций в линзах необходимо скорректировать орбиту таким

образом, чтобы она проходила по центрам линз, а также добавить в программу возможность вычисления матрицы откликов с учетом секступольных нелинейностей.

Список литературы

1. *Safranek J.* Experimental Determination of Storage Ring Optics Using Orbit Response Measurements // Nucl. Instr. and Meth. 1997. Vol. A388. P. 27.
2. *Safranek J.* Beam-based lattice diagnostics // Beam Measurements. Proc., Joint US-CERN-Japan-Russia School on Particle Accelerators / Eds. S. Kurokawa et al. Singapore: World Scientific, 1999. P. 298.
3. *Press W. H., Flannery B. P., Teukolsky S. A., Vetterling W. T.* Numerical recipes. Cambridge, 1997.
4. *Sajaev V., Emery L.* Proceedings of EPAC'02. P., 2002. P. 742.
5. *Sajaev V., Lebedev V., Nagaslaev V., Valishev A.* Proceedings of PAC'05. Knoxville, Tennessee, 2005.

Материал поступил в редколлегию 12.05.2007

В. В. Поступаев^{1,2}, А. В. Судников²

¹ Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия

² Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: V.V.Postupaev@inp.nsk.su

МАГНИТНАЯ ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ В МНОГОПРОБОЧНОЙ ЛОВУШКЕ ГОЛ-3*

Рассматриваются работы по созданию диагностики искажений формы токовых поверхностей в плазме многопробочной ловушки ГОЛ-3. Обсуждаются результаты экспериментов с одноканальным прототипом магнитного датчика. Показано, что существуют высокочастотные возмущения азимутального магнитного поля вблизи стенки вакуумной камеры как во время существования холодной предварительной плазмы в установке, так и при ее нагреве сильнооточным релятивистским электронным пучком. Полученные результаты дали основание для начала работ по созданию полной 16-канальной системы.

Ключевые слова: плазма, диагностика плазмы, магнитная диагностика, многопробочная ловушка.

Введение

Одной из основных задач физики высокотемпературной плазмы является увеличение энергетического времени жизни плазмы в ловушках с магнитным удержанием. Практически во всех известных системах время жизни плазмы определяется не классическими процессами переноса энергии и частиц, а коллективными явлениями, в частности турбулентностью. Уменьшение коллективных потерь энергии возможно, если удастся выявить и устранить конкретные механизмы, приводящие к развитию турбулентности в данной экспериментальной установке. Для этого в качестве первого шага необходима диагностическая методика, которая давала бы информацию о временном и пространственном спектре плазменных колебаний. Создание наиболее простого варианта такой диагностики для многопробочной ловушки ГОЛ-3 и является целью настоящей работы.

Установка ГОЛ-3 [1] является единственной в мире ловушкой, принадлежащей к классу многопробочных открытых систем магнитного удержания плазмы. В этой схеме плазма удерживается в «гофрированном»

(периодически изменяющемся по напряженности вдоль оси системы) магнитном поле. Если плотность плазмы достаточно велика, т. е. длина свободного пробега иона много меньше длины установки, то расширение плазмы вдоль магнитного поля носит диффузионный характер и характерное время потери частиц растет пропорционально квадрату полной длины магнитной системы [2]. Для конкретных условий установки ГОЛ-3 выигрыш во времени жизни плазмы по сравнению с простым соленоидом составляет приблизительно два порядка величины. Тем не менее по абсолютной величине время жизни плазмы в ГОЛ-3 остается небольшим, порядка 1 мс, поэтому для нагрева плазмы в ловушке применяется сильнооточный релятивистский электронный пучок, инжектируемый вдоль магнитного поля через один из торцов.

Ниже приведены технические параметры установки в обсуждаемой серии экспериментов. Соленоид установки состоит из 110 катушек с независимым питанием общей длиной около 12 м. Магнитное поле имеет 55 периодов гофрировки (ячеек многопробочной системы) с полем в миниму-

* Авторы выражают признательность А. В. Бурдакову за многочисленные обсуждения и благодарят коллектив установки ГОЛ-3 за совместную работу в эксперименте.

ме 4,8 Тл, в минимуме 3,2 Тл и шагом 22 см. Соленоид оканчивается одиночными магнитными пробками с полем 8–9 Тл. При помощи нескольких импульсных клапанов в металлической вакуумной камере $\varnothing 10$ см, расположенной внутри соленоида, создается требуемое распределение плотности дейтерия по длине. Далее с помощью специального продольного разряда в момент максимума магнитного поля создается предварительная низкотемпературная плазма со средней по длине плотностью $\sim 10^{15}$ см $^{-3}$ и температурой ~ 2 эВ (здесь и далее значения температуры будут приводиться в энергетических единицах, $1 \text{ эВ} \approx 11\,600 \text{ K}$). Затем в эту плазму инжектируется релятивистский электронный пучок со следующими параметрами: энергия электронов $\sim 0,9$ МэВ, ток ~ 25 кА, длительность по основанию ~ 8 мкс, энергосодержание ~ 120 кДж, диаметр пучка ~ 5 см. В результате коллективного нагрева плазма приобретает ионную температуру масштаба 1–2 кэВ (в наиболее горячей части плазменного столба).

Важным фактором, который используется в данной работе, является наличие продольного тока, протекающего по плазме в фазах предварительного разряда и инжекции релятивистского электронного пучка. Ток разряда достигает величины ~ 5 кА, ток электронного пучка имеет встречное по отношению к разрядному току направление и в максимуме составляет ~ 25 кА. Электрическая цепь для полного тока замыкается по стенке вакуумной камеры. Поэтому плазменный шнур и вакуумная камера образуют коаксиальную систему, внутри которой существует азимутальное магнитное поле, создаваемое протекающим по плазме током. Величина этого магнитного поля в конкретной точке вблизи стенки камеры зависит как от амплитуды полного тока, протекающего по плазме, так и от распределения плотности этого тока по сечению плазменного шнура.

В случае, если в плазме существуют регулярные возмущения, измерения азимутального магнитного поля вблизи стенки вакуумной камеры могут дать информацию как о характерных частотах таких возмущений, так и об их пространственной структуре [3]. В последнем случае потребуется провести синхронные измерения массивом однотипных датчиков, расположенных в одном поперечном сечении вакуумной камеры. Номер

максимально обнаружимой азимутальной моды m связан с количеством датчиков n формулой $n = 2m + 1$. Поскольку в первую очередь интересны относительно высокочастотные возмущения медленно изменяющегося азимутального поля, то в качестве датчиков поля удобно применять обычные индукционные катушки, сигнал которых пропорционален производной магнитного поля.

Несмотря на то что по измерениям магнитного поля вне плазмы в принципе невозможно точно восстановить внутреннее распределение тока (это противоречило бы уравнениям Максвелла), подобного рода диагностика используется в установках класса «токамак», где она позволяет достаточно надежно определять регулярные искажения условной «токовой поверхности», по которым можно идентифицировать некоторые плазменные процессы, отвечающие за возникновение искажений. В открытых ловушках такие измерения ранее не проводились.

Целью данной работы является создание прототипа магнитного датчика для многопробочной ловушки ГОЛ-3, проведение первых экспериментов для оценки уровня сигнала и наводок, а также разработка проекта полномасштабной диагностической системы.

Прототип магнитного датчика

Диагностика в законченном виде должна представлять собой набор из нескольких одинаковых измерительных катушек. Для проверки технической возможности создания многоканального помехозащищенного зонда спроектирован его одноканальный прототип, с помощью которого были проверены уровень получаемого сигнала, достаточность мер по экранировке датчика, а также собрана информация о характерных частотах в спектре сигнала.

С точки зрения требований к конструкции детектора следует отметить следующие обстоятельства. Многопробочная ловушка ГОЛ-3 является мощной импульсной установкой с достаточно высоким уровнем электрических наводок. Более того, датчик должен находиться в непосредственной близости от плазмы, которая может принимать потенциал до нескольких киловольт во время инжекции электронного пучка. В качестве мешающего фактора следует учитывать жесткое тормозное излучение мощностью $\sim 0,1$ ГВт,

возникающее при поглощении релятивистского пучка в выходном приемнике. Датчик с двойным электростатическим экраном должен быть смонтирован внутри вакуумной камеры установки так, чтобы габаритное расстояние от стенки камеры не превышало 10 мм.

На рис. 1 представлена конструкция прототипа датчика, разработанная с учетом перечисленных выше требований. Собственно измерительная катушка состоит из 9 витков провода ПЭВ-2, намотанных в один слой на капролоновый каркас диаметром 6 мм. Небольшое число витков обусловлено необходимостью иметь достаточное временное разрешение датчика, а однослойная намотка обеспечивает необходимую точность изготовления катушки с заданной площадью. Первым электромагнитным экраном является тонкостенный медный корпус, который электрически соединен со второй (внешней) дополнительной коаксиальной оплеткой измерительного кабеля. Этот экран имеет продольный разрез в месте, обращенном в сторону вакуумной камеры установки. Разрез устраняет азимутальные вихревые токи, а также используется для вывода сигнальных проводников.

Катушка с экраном расположена с зазором около 0,5 мм над проводящей поверхностью патрубка. Фиксация катушки осуществляется при помощи капролоновых креплений с

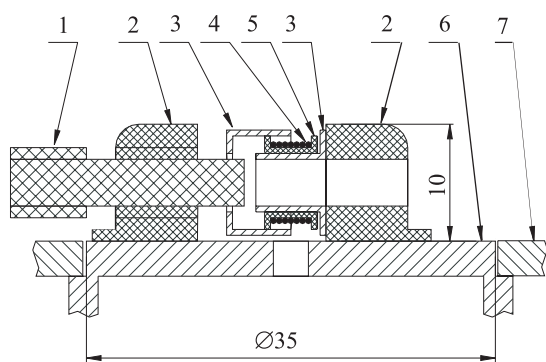


Рис. 1. Конструкция одноканального прототипа магнитного датчика (для наглядности детали представлены в раздвинутом состоянии): 1 – капролоновая центрирующая шпилька; 2 – капролоновые установочные элементы; 3 – наружная и внутренняя половины первого медного электростатического экрана; 4 – измерительная катушка; 5 – капролоновый каркас катушки; 6 – присоединительный патрубок; 7 – вакуумная камера установки ГОЛ-3. Элементы крепления, вакуумные уплотнения, пленочная изоляция, распайка кабеля и внешний заземленный электростатический экран условно не показаны

центрирующей шпилькой, которые, в свою очередь, закреплены на присоединительном патрубке скобками из стали 12X18H10T с использованием точечной сварки. Катушка с экраном изолирована пленкой из фторопласта-4, сверху датчик в сборе дополнительно фиксируется на патрубке при помощи хомута из стали 12X18H10T, выполняющего роль внешнего (второго) электростатического экрана и механической защиты датчика от воздействия плазмы. Один конец экранирующего хомута имеет электрический контакт с патрубком, второй конец изолирован.

Выводы катушки через согласующий резистор подключены к аналого-цифровому преобразователю с помощью экранированного коаксиального кабеля с волновым сопротивлением 75 Ом. Кабель имеет вторую экранирующую оплетку, соединенную с корпусом установки и с боксом, в котором размещена измерительная электроника. Для снижения наводок от высокочастотных уравнительных токов применяются охватывающие кабель ферритовые кольца, работающие в качестве диссипативного дросселя для уравнительных токов и пропускающие полезный сигнал без искажения. Оцифровка сигнала производится при помощи стандартных для измерительного комплекса установки ГОЛ-3 синхронных аналого-цифровых преобразователей ADC1225 (50 МГц, 12 бит, [4]) и далее записывается в базу данных при помощи штатного программного обеспечения установки.

Результаты экспериментов

После изготовления прототип датчика был установлен в боковой порт вакуумной камеры, расположенный на координате $Z = 579$ см (отсчитывается от центра входной пробки). Для измерения тока, протекающего по плазме, используется набор внутрикамерных поясов Роговского. Далее в работе будут использоваться сигналы ближайшего пояса, расположенного на координате $Z = 533$ см.

До начала экспериментов с плазмой была проведена проверка правильности юстировки датчика относительно магнитной оси соленоида. Измерялся сигнал, наведенный основным магнитным полем соленоида (напомним, что продольное магнитное поле соленоида в месте установки датчика составляет 4,2 Тл, а азимутальное поле тока – масштаба 0,1 Тл). Измерения показали, что

величина такого сигнала близка к весу младшего разряда дискретизации. Этот факт позволяет в дальнейшем наводку от основного поля соленоида не учитывать. До начала экспериментов не было оснований считать принятые меры по защите датчика достаточными. Поэтому для уменьшения риска повреждения регистрирующей электроники в случае возможного электрического пробоя плазмы на измерительную катушку, на сигнальный кабель был установлен симметричный П-образный согласованный коаксиальный делитель напряжения 1 : 10. Этот делитель оставался смонтированным на датчике и в экспериментах с плазмой, обсуждаемых ниже.

В экспериментах с холодной предварительной плазмой ожидалось, что сигнал датчика будет пропорционален производной азимутального магнитного поля, т. е. полного тока, текущего по плазме. На рис. 2 приведено сравнение сигнала магнитного датчика с сигналом пояса Роговского. В целом, действительно, интеграл сигнала магнитного датчика близок к токовому сигналу, однако есть и существенные отличия. Во-первых, в начальной фазе разряда (который начинается в $t = 10$ мкс по шкале времени рис. 2) на сигнале магнитного датчика наблюдаются неперiodические знакопеременные колебания достаточно большой амплитуды. Появление этих колебаний, вероятно, связано с тем, что в начальной фазе разряда ток по плазме протекает неоднородно, существуют «струйки тока», перемещение которых относительно датчика и создает такой эффект. Второе обстоятельство, которое не ожидалось в подобного рода экспериментах, – это возникновение квазипериодических колебаний на сигнале, которые появляются на стадии роста тока незадолго до его максимума. Продольный ток по плазме в эти моменты времени приблизительно в три раза меньше, чем порог развития неустойчивости Крускала – Шафранова. Поэтому появление колебаний азимутального магнитного поля может свидетельствовать либо о том, что уже на стадии предварительного разряда начинается структурирование периферии плазмы (вызванное, например, асимметричным накоплением в периферийной части плазменного шнура десорбированных со стенки примесей, что приводит к локальному охлаждению плазмы и соот-

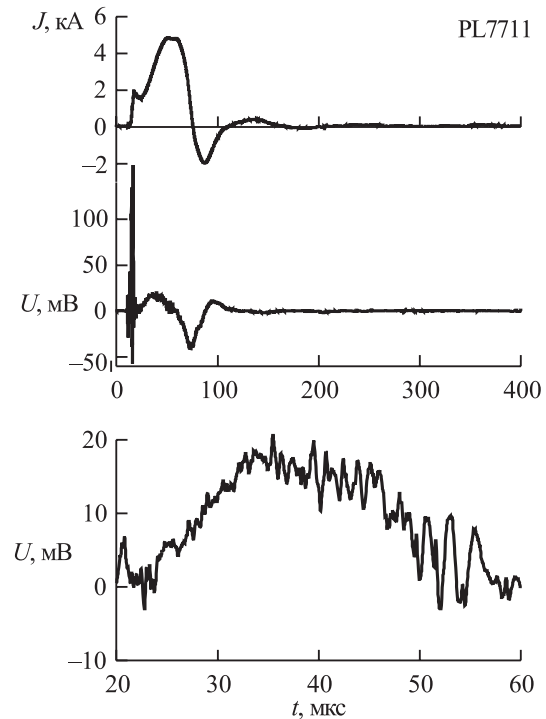


Рис. 2. Сигналы в эксперименте с предварительной плазмой. Сверху вниз: полный ток, текущий по плазме; сигнал прототипа магнитного датчика (полная длительность процесса и фрагмент). Начало предварительного разряда соответствует $t = 10$ мкс

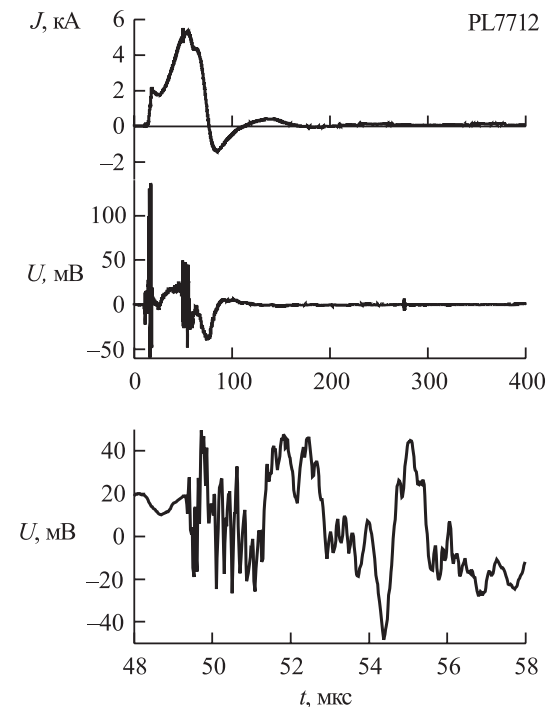


Рис. 3. Сигналы в эксперименте с нагревом плазмы релятивистским электронным пучком. Сверху вниз: полный ток, текущий по плазме; сигнал прототипа магнитного датчика (полная длительность процесса и фрагмент). Начало предварительного разряда соответствует $t = 10$ мкс, начало инжекции пучка в плазму соответствует $t = 49,3$ мкс, длительность пучка около 8 мкс

ветствующей неоднородности проводимости), либо о том, что в плазме возникает неустойчивость другого типа, вызываемая неустановленной причиной. В более поздних стадиях разряда, которые проходят при токе, меньшем 1 кА, плазменный шнур остается относительно стабильным и подобные колебания не наблюдаются.

При инжекции в плазму релятивистского электронного пучка температура плазмы увеличивается приблизительно на три порядка. Возникают и значительные градиенты основных параметров плазмы как в продольном, так и в поперечном направлении. Соответственно можно ожидать появления неустойчивостей различных типов. На рис. 3 представлена подборка сигналов тех же датчиков, что и на рис. 2. Инжекция релятивистского электронного пучка начинается в момент в $t = 49,3$ мкс и продолжается около 8 мкс (к концу импульса энергия электронов и мощность пучка плавно уменьшаются).

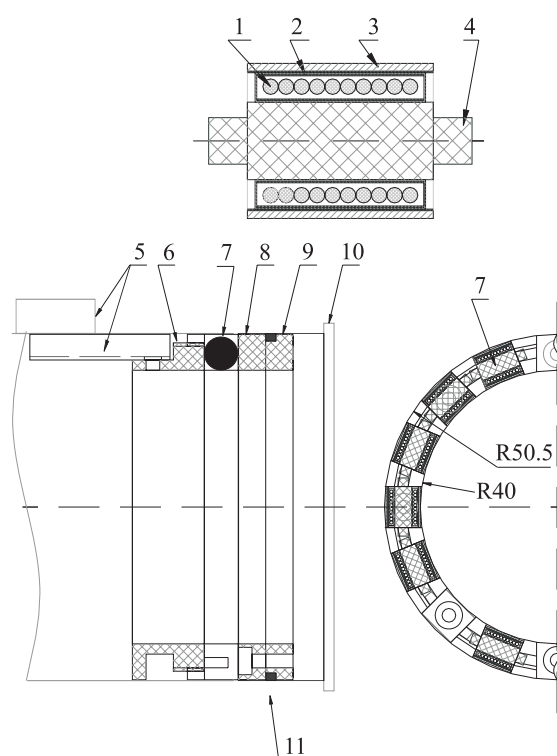


Рис. 4. Конструкция 16-канального магнитного датчика (вверху: отдельная измерительная катушка, внизу: 16-канальный датчик в сборе): 1 – обмотка измерительной катушки; 2, 3 – внешний и внутренний электростатические экраны; 4 – каркас катушки; 5 – кабелепровод и присоединительный патрубков; 6 – прижимная гайка с кабельным каналом; 7 – измерительная катушка; 8 – корпус датчика; 9 – распорное кольцо; 10 – вакуумная камера установки ГОЛ-3; 11 – фиксирующее резиновое кольцо. Элементы крепления, вакуумные уплотнения, пленочная изоляция и распайка кабелей условно не показаны

В результате практически полной компенсации тока электронного пучка обратным током, текущим по периферии плазмы во встречном по отношению к пучку направлении, сигнал полного тока изменяется незначительно во время инжекции пучка (несмотря на то, что ток пучка доходит до ~ 25 кА, т. е. в несколько раз превышает ток предварительного разряда, см. [5]).

Вплоть до начала инжекции электронного пучка сигнал магнитного датчика аналогичен случаю предварительной плазмы. Далее наблюдаются высокочастотные возмущения азимутального поля, которые не проявляются на сигнале пояса Роговского и могут быть связаны с искажением формы токовых поверхностей. Затухающие колебания с периодом около 110 нс, возникающие непосредственно в момент начала инжекции пучка, связаны, вероятно, с отражениями от концов недостаточно точно согласованного измерительного кабеля. Все остальные особенности сигнала какими-либо аппаратными эффектами объяснены быть не могут и связаны с процессами, протекающими в плазме.

Анализ сигнала датчика показывает, что в спектре присутствуют несколько процессов с характерными периодами колебаний от 0,2 до 5 мкс. Более высокочастотные колебания сигнала существуют на стадии инжекции пучка (напомним, что в этот период неравновесность плазмы максимальна), на стадии остывания плазмы их амплитуда уменьшается быстрее, чем у низкочастотных. Частоты колебаний изменяются за время, сравнимое с несколькими периодами. Это является естественным, поскольку как во время инжекции электронного пучка, так и сразу после его окончания существенно изменяются основные параметры плазмы, что должно приводить и к соответствующему изменению частот плазменных процессов.

Конструкция многоканального датчика

Предварительные эксперименты с прототипом магнитного датчика показали, что в целом принятые решения правильны и позволяют переходить к созданию полномасштабной многоканальной системы. Предполагается, что 16-канальный датчик будет смонтирован внутри гладкой части вакуум-

ной камеры с выводом сигнальных кабелей вдоль стенки в ближайший порт. Для многоканальной системы критическим вопросом является одинаковость параметров всех катушек, поэтому, по результатам экспериментов с прототипом, в конструкцию как измерительной катушки, так и электростатических экранов были внесены некоторые изменения.

Конструкция многоканальной системы представлена на рис. 4. Все 16 катушек крепятся на общем диэлектрическом каркасе, который конструктивно обеспечивает фиксацию индивидуальных катушек в требуемом положении и принимает на себя механические усилия, возникающие, в том числе, и в результате возможного в принципе контакта плазмы с датчиком. Электростатические экраны в новой конструкции не несут силовой нагрузки и могут быть изготовлены из медной фольги. Это уменьшает габариты катушки и позволяет разместить второй (заземленный) электростатический экран. После сборки датчика оставшиеся свободные объемы корпуса заполняются эпоксидным компаундом (эта мера должна уменьшить вероятность электрического пробоя плазмы на одну из измерительных катушек). Диагностика устанавливается в вакуумной камере через место стыка секций камеры, после чего фиксируется на месте за счет трения деформируемого резинового кольца, зажимаемого между корпусом зонда, прижимным кольцом и корпусом установки.

В настоящее время ведется изготовление 16-канального датчика. Ожидается, что совместный анализ полученных сигналов с помощью разложения по частотным и пространственным гармоникам позволит вычислить форму эффективной токовой поверхности до седьмой пространственной моды включительно. Изменение этой формы с течением времени позволит получить информацию о процессах, протекающих в плазме.

Заключение

В качестве основных результатов работы можно отметить следующее. Спроектирован и изготовлен одноканальный прототип магнитного датчика для установки ГОЛ-3. Датчик смонтирован на установке, ведется набор экспериментальной информации в штатном режиме. Определены характерные частоты процессов, приводящих к изменению азимутального магнитного поля. Обнаружено, что уже на стадии предварительного разряда токовая поверхность теряет симметрию, что может говорить о возникновении не обнаруживаемой другими методиками неустойчивости периферии плазмы. Выработаны рекомендации по улучшению помехозащищенности и технологичности датчика. Разработана конструкция и ведется изготовление 16-канальной диагностики, которая даст информацию об азимутальных модах искажений токовой поверхности, что позволит начать идентификацию процессов, приводящих к таким искажениям.

Список литературы

1. *Burdakov A., Arzhannikov A., Astrelin V. et al.* Plasma Heating and Confinement in GOL-3 Multi Mirror Trap // *Fusion Science and Technology*. 2007. Vol. 51. No. 2T. P. 106–111.
2. *Будкер Г. И., Мирнов В. В., Рютлов Д. Д.* Влияние гофрировки магнитного поля на расширение и остывание плотной плазмы // *Письма в ЖЭТФ*. 1971. Т. 14. С. 320–322.
3. *Мирнов С. В.* Зондовая методика измерения смещения токового шнура в цилиндрической и тороидальной камерах // *Атомная энергия*. 1964. Т. 17. С. 209–211.
4. *Гурко В. Ф., Зубарев П. В., Квашинин А. Н. и др.* Быстродействующая синхронная 32-канальная система сбора данных // *ПТЭ*. 2003. № 5. С. 32–37.
5. *Postupaev V. V., Arzhannikov A. V., Astrelin V. T. et al.* Role of q-profile for plasma confinement in the multimirror trap GOL-3 // *Transactions of Fusion Science and Technology*. 2005. Vol. 47. No. 1T. P. 84–91.

Р. В. Горвард¹, С. А. Громилов^{1,2}¹ Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия² Институт неорганической химии им. А. В. Николаева СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 3, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: horward@ngs.ru

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЕ РЕНТГЕНОСТРУКТУРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ $\text{Fe}(\text{dpm})_3$ *

Проведено рентгеноструктурное исследование $\text{Fe}(\text{dpm})_3$ в области 293–100 К. Обнаружены два фазовых перехода: при ~ 230 К из моноклинной (C2/c) модификации в триклинную (P-1, $Z = 4$), а после 200 К из триклинной (P-1, $Z = 4$) в триклинную (P-1, $Z = 8$). Проведен анализ изменений упаковки комплексов. Показано, что псевдогексагональный двухслойный мотив структуры сохраняется и происходит разворот хелатных колец в половине слоев.

Ключевые слова: летучесть, кристаллическая структура, монокристалл, фазовый переход, кристаллохимия.

Летучие β -дикетонатные комплексы широко используются для нанесения металлических и оксидных покрытий. До сих пор нет единого мнения о том, какие особенности кристаллической структуры определяют свойства этих комплексов. Представляется интересным проследить за изменениями кристаллической структуры при изменении температуры, в том числе и при ее понижении. Так, в работах [1; 2] для трис-(дипивалоилметанато)Fe(III) – $\text{Fe}(\text{dpm})_3$ – при температуре 115 К наблюдалась аномалия теплоемкости, которая указывала на фазовое превращение. Отсутствие скачка дебаевской температуры, а также каких-либо признаков фазового перехода первого рода на термограмме дало основание авторам предположить, что наблюдался фазовый переход второго рода.

Кристаллы $\text{Fe}(\text{dpm})_3$ представляют собой кирпично-красные параллелепипеды, выращенные медленным испарением раствора в ацетоне. Их кристаллическая структура была изучена при комнатной температуре в работе [3]. По кристаллографическим данным (см. таблицу ниже) было проведено индентирование дифрактограммы поликристаллов $\text{Fe}(\text{dpm})_3$, в результате установлена однофаз-

ность предоставленного продукта и его соответствие изученной структуре [3].

Для изучения возможных низкотемпературных превращений $\text{Fe}(\text{dpm})_3$ мы использовали автодифрактометр BRUKER X8APEX (MoK α -излучение, графитовый монохроматор). Прибор оснащен двумерным CCD-детектором и низкотемпературной азотной приставкой, позволяющей задавать температуру с точностью ± 2 К. Первоначально из общей массы кристаллов под микроскопом были отобраны 7 наиболее совершенных монокристаллов с размерами ~ 0,3 мм. Они были наклеены на тонкие стеклянные иголки с помощью эпоксидного клея. Определение совершенства кристаллов проведено по форме дифракционных пятен. В результате были отобраны три наиболее совершенных монокристалла.

При определении параметров элементарных ячеек при температурах 243, 236, 210, 200 и 100 К была использована стандартная процедура МНК. Изменения параметров свидетельствуют о наличии двух фазовых переходов первого рода. Дополнительные исследования, проведенные на других отобранных кристаллах, показали воспроизводимость результатов и обратимость фазовых переходов.

* Авторы выражают благодарность канд. хим. наук П. А. Стабникову за предоставленные кристаллы $\text{Fe}(\text{dpm})_3$, аспирантам А. И. Смоленцеву, А. В. Алексею, канд. хим. наук И. А. Байдиной и канд. хим. наук А. В. Вировцу за помощь в проведении рентгеноструктурных исследований и расшифровке кристаллических структур.

Фазовый переход в интервале 226–236 К

Таблица 1

Кристаллографические данные $\text{Fe}(\text{dpm})_3$
при различных температурах

T, K	$a,$ $b,$ $c, \text{\AA}$	$\alpha,$ $\beta,$ $\gamma, ^\circ$	Пр. гр. Z $V/Z, \text{\AA}^3$
298 [3]	20,325(8) 17,350(7) 23,171(9)	90 111,98(3) 90	C2/c 8 947,1
243	20,3004(9) 17,2861(6) 23,1408(10)	90 112,231(2) 90	C2/c 8 939,4
236	20,29(2) 17,29(1) 23,16(2)	90 112,22(1) 90	C2/c 8 940,1
210	13,034(5) 13,545(5) 23,125(7)	106,953(8) 100,639(13) 99,158(9)	P-1 4 938,4
200	12,98(1) 13,52(1) 23,08(3)	73,01(2) 74,18(2) 80,98(2)	P-1 4 928,3
100	17,1624(14) 19,6291(15) 23,1466(15)	93,681(2) 111,348(1) 90,015(2)	P-1 8 900,6

При определении интервала этого фазового перехода мы ориентировались на раздвоение выделенного дифракционного рефлекса (рис. 1). Расщепление одиночного пика однозначно свидетельствует о понижении моноклинной симметрии до триклинной. Таким образом, установлено, что фазовый переход происходит в районе температур 226–236 К. Полные рентгеноструктурные исследования были проведены до и после фазового перехода, т. е. при 243 и 210 К. В таблице (см. ниже) приведены уточненные значения параметров элементарных ячеек.

Для анализа изменений, проходящих в исходной моноклинной модификации $\text{Fe}(\text{dpm})_3$, был использован метод трансляционных подрешеток, предложенный в [4]. Он основан на анализе дифрактограмм поликристаллов, в нашем случае теоретических. По условию, необходимо было найти три наиболее интенсивных и некомпланарных отражения с индексами Миллера, составляющими матрицу с детерминантом, равным числу комплексов в элементарной ячейке (т. е. числу Z).

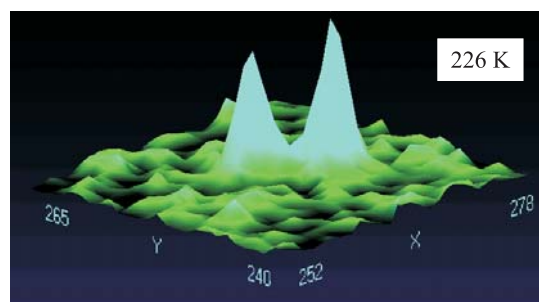
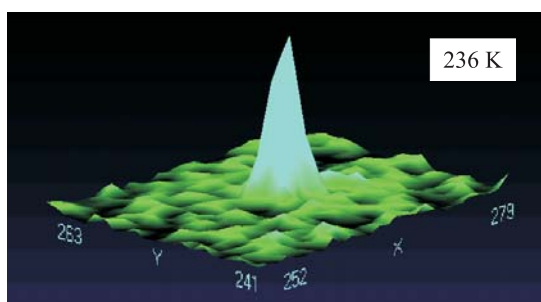


Рис. 1. Раздвоение одиночного дифракционного отражения при переходе из моноклинной сингонии в триклинную

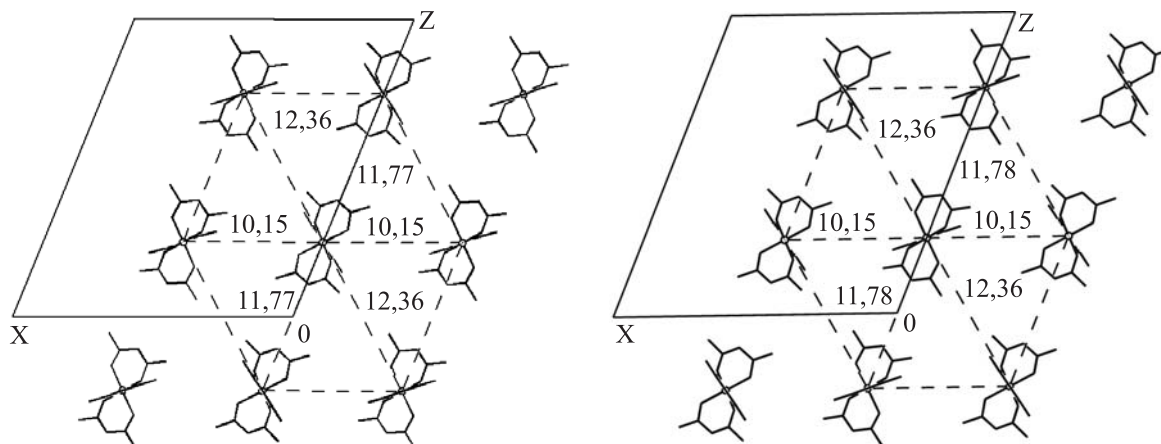


Рис. 2. Псевдогексагональные слои $\text{Fe}(\text{dpm})_3$ при 243 К идут в направлении оси Y, расстояние между слоями 8,64 Å

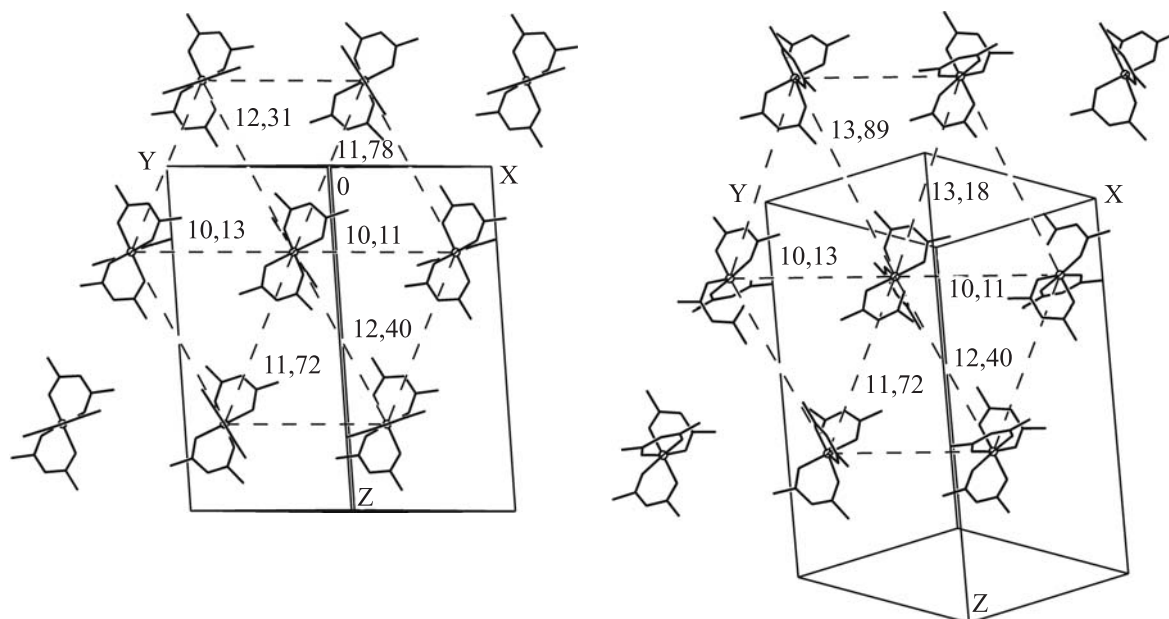


Рис. 3. Псевдогексагональные слои Fe(dpm)_3 при 210 К идут в направлении $-\mathbf{a}/2-\mathbf{b}/2$. Расстояние между слоями 8,62 Å

Так, в результате анализа моноклинной модификации (изучена при 243 К) обнаружено, что упаковку комплексов можно описать в терминах искаженной псевдогексагональной подрешетки. Вектора подъячейки выражаются через вектора исходной элементарной, как $\mathbf{a}_\kappa = \mathbf{c}/2$, $\mathbf{b}_\kappa = \mathbf{a}/2$, $\mathbf{c}_\kappa = \mathbf{b}/2$. Ее метрики – $a_\kappa = 11,57$, $b_\kappa = 10,15$, $c_\kappa = 8,64$ Å, $\alpha_\kappa = 90,00$, $\beta_\kappa = 90,00$, $\gamma_\kappa = 112,23^\circ$ – свидетельствуют, что выделенное направление совпадает с осью Y. Проведен анализ структуры именно в этом направлении. На рис. 2 показаны два псевдогексагональных слоя, расстояние между которыми в структуре равно $c_\kappa = 8,64$ Å. Внутри обоих слоев расстояния Fe...Fe лежат в интервале 10,15–12,36 Å, среднее значение расстояния 11,43 Å. Эти значения хорошо

коррелируют с a_κ и b_κ . Видно, что слои различаются разворотом хелатных колец, расположенных перпендикулярно плоскости рис. 2.

По описанной методике проведен анализ триклинной структуры, изученной при 210 К. В этом случае вектора подъячейки можно выразить через вектора исходной элементарной как $\mathbf{a}_\kappa = \mathbf{b}/2 + \mathbf{c}/2$, $\mathbf{b}_\kappa = \mathbf{a}/2 - \mathbf{b}/2$, $\mathbf{c}_\kappa = -\mathbf{a}/2 - \mathbf{b}/2$. Параметры подъячейки – $a_\kappa = 11,57$, $b_\kappa = 10,12$, $c_\kappa = 8,62$ Å, $\alpha_\kappa = 87,77$, $\beta_\kappa = 91,20$, $\gamma_\kappa = 112,06^\circ$ – свидетельствуют, что выделенное направление совпадает с направлением $-\mathbf{a}/2 - \mathbf{b}/2$. На рис. 3 показаны два псевдогексагональных слоя, перпендикулярные к указанному направлению. Сравнивая с рис. 2, можно отметить, что геометрия первого слоя (Fe...Fe 10,11–12,40 Å, среднее значение 11,41 Å) и расстояние между слоями ($c_\kappa = 8,62$ Å) при понижении температуры практически не изменились. Во втором слое среднее значение и верхняя граница расстояний Fe...Fe заметно увеличились – 11,91_{ср} и 10,11–13,89 Å соответственно. В этом слое происходят значительные изменения не только межатомных расстояний, но и разворот хелатных колец в среднем и нижнем рядах. Можно также отметить, что этот слой заметно гофрирован (во всех других описываемых случаях слои можно считать плоскими).

На рис. 4 показана зависимость V/Z от температуры. В интервале 226–200 К сохраняется триклинная ячейка (P-1, $Z = 4$),

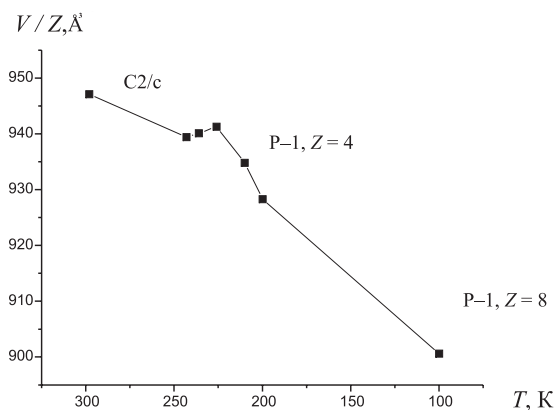


Рис. 4. Зависимость объема комплекса (V/Z) Fe(dpm)_3 от температуры

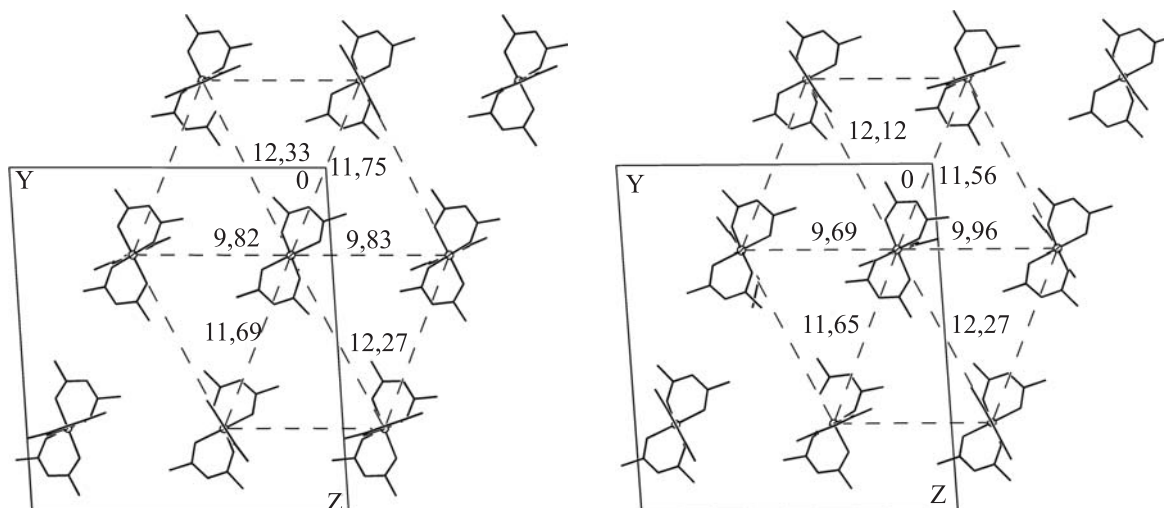


Рис. 5. Псевдогексагональные слои $\text{Fe}(\text{dpm})_3$ при 100 К идут в направлении оси X . Расстояние между слоями 8,58 Å

а линейные параметры постепенно уменьшаются, этому соответствует уменьшение значения V/Z .

Фазовый переход в интервале 200–100 К

Исследование кристалла при 100 К показало, что в интервале 200–100 К прошел фазовый переход первого рода: триклинная симметрия сохранилась, однако параметры элементарной ячейки изменились. Число Z увеличилось с 4 до 8, и соответственно объем элементарной ячейки удвоился.

Анализ упаковки комплексов в триклинной структуре, полученной при 100 К, был проведен по методике [4]: $a_k = -a/4 + b/4 - c/2$, $b_k = a/4 + b/4 + c/2$, $c_k = a/2$. Ее метрики – $a_k = 12,15$, $b_k = 11,53$, $c_k = 8,58$ Å, $\alpha_k = 89,62^\circ$, $\beta_k = 90,37^\circ$, $\gamma_k = 131,11^\circ$ – свидетельствуют, что выделенное направление совпадает с осью X . Анализ структуры в этом направлении (рис. 5) показывает, что во втором слое происходит обратный разворот колец и уменьшение расстояний $\text{Fe} \dots \text{Fe}$, которые в первом слое лежат в интервале 9,82–12,33 Å (среднее значение 11,28 Å), а во втором 9,69–12,27 Å (среднее значение 11,21 Å).

Анализ теоретических дифрактограмм, построенных по рентгеноструктурным данным, полученным при 243, 210 и 100 К, показывает, что они практически идентичны. Параметры элементарных ячеек достаточно большие, симметрия низкая, что затрудня-

ет более подробное изучение обнаруженных фазовых переходов на поликристаллических образцах. Хотелось бы более точно установить температуры фазовых переходов. В дальнейшем мы планируем уточнение параметров элементарных ячеек и определение кристаллических структур в областях 226–236 и 200–100 К.

Список литературы

1. Наумов В. Н., Серяков А. В., Фролова Г. И. Термодинамическое исследование прекурсоров для MOCVD-процессов: трис-дипивалоилметанат железа // Химия в интересах устойчивого развития. 2002. Т. 10, № 6. С. 771–776.
2. Наумов В. Н., Беспятов М. А., Фролова Г. И. Фазовый переход $\text{Fe}(\text{C}_{11}\text{O}_2\text{H}_{19})_3$ вблизи 115 К // Исследовано в России. 2005. Т. 63. С. 682–687.
3. Байдина И. А., Стабников П. А., Алексеев В. И. Кристаллическая и молекулярная структура трис-(дипивалоилметаната) железа(III) $\text{Fe}(\text{Bu}^i\text{COCHCOBu}^i)_3$ // Журн. структур. химии. 1986. Т. 27, № 3. С. 102–109.
4. Борисов С. В. О катионных подрешетках в структурах неорганических соединений // Журн. структур. химии. 1986. Т. 27, № 3. С. 164–167.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В КОНДАКТАНСЕ КВАНТОВЫХ ПРОВОЛОК *

Квантование кондактанса (полной проводимости) широко изученных баллистических проволок является точным благодаря плавности их границ, возникающей из-за наличия краевых электростатических полей. Это приводит к подавлению межподзонного и обратного рассеяния и соответственно к квантованию кондактанса в единицах $2e^2/h$. В данной работе экспериментально исследованы квантовые проволоки с резкими границами, т. е. с радиусом кривизны порядка длины волны электронов. Они изготовлены на основе двумерного электронного газа (ДЭГ) в гетеропереходе AlGaAs/GaAs с малым расстоянием между ДЭГ и поверхностью структуры (25 нм). В указанных проволоках обнаружено разрушение квантования кондактанса, сопровождающееся появлением интерференционных эффектов, вызванных когерентным рассеянием электронов на резких границах проволок.

Ключевые слова: нанообъекты, физика низких температур, системы пониженной размерности, двумерный электронный газ, квантовые проволоки, квантовые точечные контакты, электронный транспорт, квантование кондактанса, электронная интерференция.

Квантовыми проволоками называются проводящие микросужения в изолирующем слое, расположенном между двумя областями с ДЭГ. В настоящее время эти проволоки создаются в основном на основе высокоподвижного ДЭГ в гетеропереходе AlGaAs/GaAs, поскольку эта система обладает целым рядом достоинств, таких как высокая подвижность и большая длина свободного пробега (десятки микрон), а также технологичность, позволяющая изготавливать проволоки произвольной формы. Квантование кондактанса баллистической квантовой проволоки впервые было обнаружено в 1988 г. [1]. Квантом проводимости оказалось число $2e^2/h$, что отвечает сопротивлению 12 906 Ом. Квантование кондактанса в этой и последующих работах оказывалось точным не только вследствие большой длины свободного пробега электронов, но также благодаря адиабатичности границ проволок, подавляющей обратное рассеяние и приводящей к их полной прозрачности. В связи

с этим особый интерес представляет создание и исследование проволок с резкими границами, т. е. с радиусом кривизны, сравнимым или меньшим длины волны электрона. Данная работа посвящена исследованию таких структур и сравнительному анализу проводимости проволок с плавными (адиабатическими) и резкими границами.

Подробное обоснование причин возникновения квантования кондактанса в квантовых баллистических проволоках можно найти в [2; 3]. При достаточно больших размерах сужения, соединяющего два резервуара с ДЭГ, оно ведет себя как классический проводник. Соответственно при плавном изменении ее размеров или параметров электронного газа зависимость кондактанса от этих параметров также будет иметь плавный вид. Рассмотрим, что произойдет при дальнейшем уменьшении характерных размеров проволоки (с длиной L и шириной W). При выполнении условий $l_{tr} \gg (W, L) \sim \lambda_F$, где l_{tr} – транспортная длина свободного пробега,

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 05-02-16591) и программ РАН «Квантовые наноструктуры», «Квантовая макрофизика» и «Сильнокоррелированные явления в металлах и полупроводниках».

а λ_F – длина волны электрона на поверхности Ферми, ее свойства начнут принципиально отличаться от классических. При выполнении критерия адиабатичности, о котором будет сказано далее, внутри проволоки начнут образовываться одномерные подзоны (положение дна которых зависит от конкретной формы электростатического потенциала, формирующего проволоку). Протекание тока будет определяться свойствами уже одномерной (1D) системы. Ввиду фундаментальных свойств 1D-систем, ток, протекающий через каждую из заполненных подзон, оказывается независимым от закона дисперсии и положения уровня Ферми при малом приложенном напряжении смещения V и равен $I_n = 2e / h \delta\mu = 2e^2 / h V$. Тогда полный ток и проводимость зависят только от количества N подзон, расположенных ниже уровня Ферми. В этом случае кондактанс определяется формулой $G = 2 \frac{e^2}{h} N$, а его зависимость от затворного напряжения, меняющего число заполненных подзон, имеет ступенчатый, квантованный характер (рис. 1). Поскольку распределение электронов в 1D-подзонах подчиняется распределению Ферми – Дирака и типичное расстояние между уровнями составляет несколько мэВ, то для наблюдения ступеней нужна температура 4,2 К и ниже.

Как уже говорилось, для наблюдения квантования необходимо выполнение критерия адиабатичности. При плавном изменении формы квантовой проволоки (т. е. при малом изменении ее ширины на масштабах порядка длины волны электрона) в уравнении Шредингера (УШ) для волновой функции электрона возможно разделение переменных на движение вдоль и поперек проволоки. Решением поперечной части УШ является набор стационарных волновых функции и уровней энергий, отвечающих дну подзон. Для интересующего нас движения вдоль проволоки в УШ появится добавка в потенциальной энергии, соответствующая поперечному квантованию [4]. При выполнении критерия $\alpha = \sqrt{R / d} \gg 1$, где d – минимальная ширина проволоки, а R – радиус кривизны ее границ (рис. 2), для продольного движения электронов становится справедливым квазиклассическое приближение, и согласование электронных состояний становится безотражательным.

Задачей данной работы было экспериментальное создание проволоки с резкими

границами. На практике оказалось, что выполнение условия $\alpha < 1$ требует некоторых дополнительных усилий. Проволоки в данной работе были изготовлены с использованием электронной литографии высокого разрешения и последующего плазмохимического травления, а также на основе технологии локального анодного окисления иглой

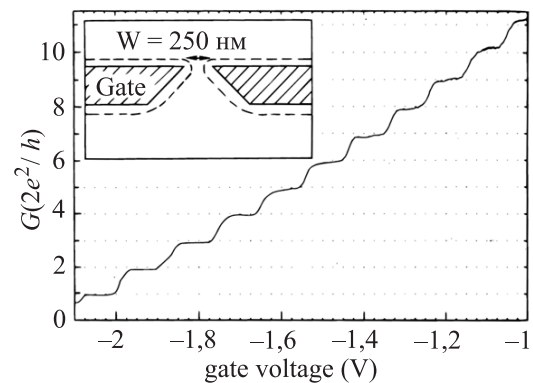


Рис. 1. Зависимость кондактанса баллистической квантовой проволоки от затворного напряжения, полученная в работе [1]

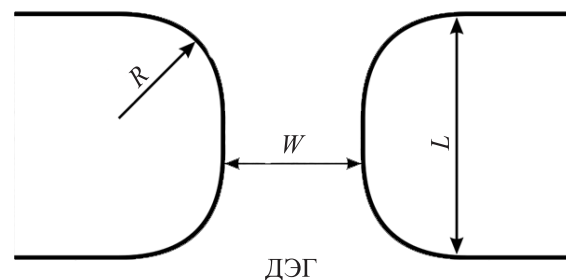


Рис. 2. Характерные размеры квантовой проволоки

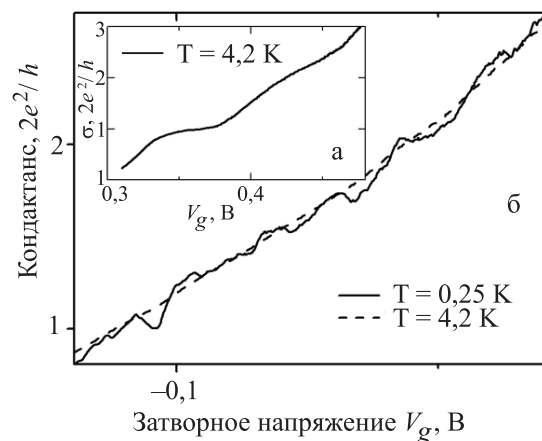


Рис. 3. Зависимости кондактанса от затворного напряжения для адиабатической проволоки (а) и для проволоки с резкими границами (б)

атомно-силового микроскопа [5]. Поскольку форма проволоки определяется пиннингом уровня Ферми на поверхности, то минимальный радиус кривизны проволоки фактически ограничен расстоянием от поверхности до ДЭГ. Поэтому в качестве исходного материала служил гетеропереход AlGaAs/GaAs с ДЭГ, расположенным на малом (25 нм) расстоянии от поверхности [6]. После изготов-

ления структур на образцы напылялся TiAu затвор. Основной интерес представляет проволока шириной W порядка 50 нм и радиусом кривизны порядка 25 нм. Затвор позволял менять концентрацию электронов в этом образце в пределах $1\text{--}5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, фермиевскую длину волны в пределах 35–70 нм, а длину свободного пробега от 0,1 до 0,3 мкм.

Эксперимент проводился на криостате растворения He^3 в He^4 , позволяющем менять температуру образца в пределах от 0,2 до 4,2 К и помещенном в сверхпроводящий соленоид, магнитного поле которого достигало 10 Т. Электрические измерения проводились с помощью синхронного детектора при токе 10 нА и на частоте 12 Гц. Измерялись зависимости кондактанса от затворного напряжения (V_g), магнитного поля (B) и прикладываемого к проволоке постоянного смещения (V_{dc}) при различных температурах.

Поведение зависимости кондактанса от затворного напряжения у двух типов проволок оказалось принципиально различным. В то время как адиабатическая проволока показывает ожидаемые и хорошо видимые плато даже при температуре 4,2 К (рис. 3, а), на зависимости кондактанса от затворного напряжения короткой проволоки не видно никаких плато вплоть до температуры 0,21 К. Вместо этого наблюдаются короткопериодические флуктуации, амплитуда которых монотонно возрастает при уменьшении температуры (рис. 3, б). Флуктуации повторяются от измерения к измерению внутри одной серии, однако их положение может меняться в большом масштабе времени (сутки и более). Флуктуации определяются конкретной реализацией примесного рассеивающего потенциала. Поэтому характер их поведения меняется после отогрева образца и последующего его охлаждения из-за изменения состояний примесей. Таким же образом ведет себя зависимость кондактанса от магнитного поля. Амплитуда флуктуаций кондактанса по магнитному полю и их граничная частота монотонно растут с уменьшением температуры.

Для анализа полученных флуктуаций использовались автокорреляционные функции и Фурье-преобразование. Построение автокорреляционных функций (рис. 4) подтвердило вывод о монотонности роста среднеквадратичных флуктуаций по магнитному полю и от затворного напряжения при уменьшении температуры, а также позволило сделать вы-

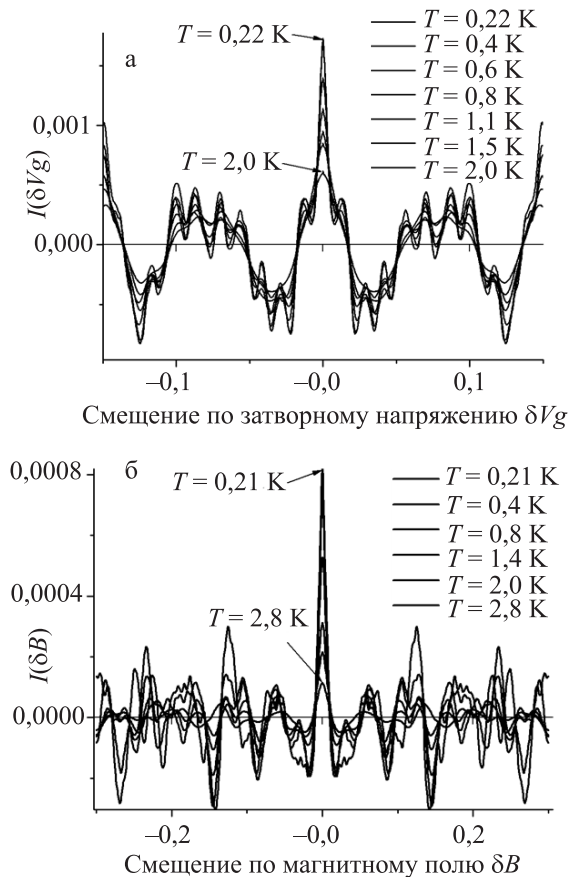


Рис. 4. Автокорреляционная функция кондактанса в зависимости от затворного напряжения (а) и магнитного поля (б)

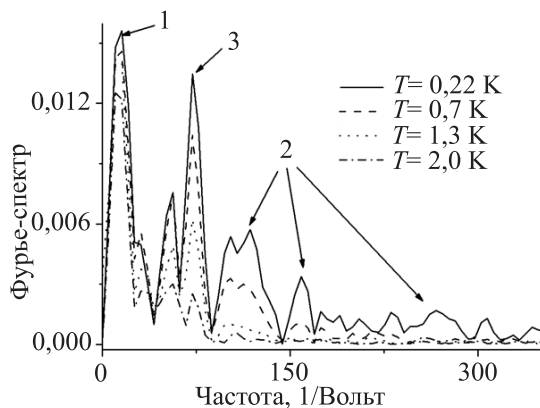


Рис. 5. Фурье-спектр зависимости кондактанса от затворного напряжения

вод о существовании нескольких характерных частот, дающих вклад во флуктуации. Фурье-спектр по затворному напряжению подтвердил этот вывод (рис. 5). На его основе мы пришли к заключению о существовании трех характерных частот. Первый пик (1), отвечающий периоду по затворному напряжению около 50 мВ, соответствует спектру почти полностью размытых плато и дает нам оценку ширины проволоки 50 нм. Высокочастотная часть спектра (2), быстро затухающая с увеличением температуры, соответствует когерентному рассеянию на примесях, расположенных на расстоянии 200–300 нм от проволоки. Самая интересная часть спектра (3) имеет период по затворному напряжению около 10–15 мВ, его амплитуда спадает с увеличением температуры медленнее, чем высокочастотная часть. Этот пик мы связываем с электронной интерференцией на входе и выходе проволоки, оптический аналог которой известен как интерференция Фабри – Перо. Положение пика дает нам оценку длины проволоки ~ 70 нм.

Таким образом, в данной работе экспериментально исследован электронный транспорт в квантовой баллистической проволоке с резкими границами. Обнаружено разрушение квантования кондактанса и возникновение интерференционных эффектов, обусловленных когерентным рассеянием на краях проволоки.

Список литературы

1. Van Wees B. J., van Houten H., Beenakker C. W. J et. al. Quantized Conductance of Point Contacts in a Two-Dimensional Electron Gas // Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 60. P. 848–850.
2. Van Houten H., Beenakker C. W. J., van Wees B. J. Quantum Point Contacts. N. Y.: Academic Press, 1990. 128 p.
3. Buttiker M. B. The Quantum Hall Effect in Open Conductors // Semiconductors and Semimetals. 1992. Vol 35. P. 191–277.
4. Глазман Л. И., Лесовик Г. Б., Хмельницкий Д. Е. и др. Безотражательный электронный транспорт и фундаментальные ступени баллистического сопротивления в микросужениях // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48, вып. 4. С. 218–220.
5. Ткаченко В. А., Квон З. Д., Щеглов Д. В. и др. Амплитуда осцилляций Ааронова – Бома в малых баллистических интерферометрах // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 79, вып. 3. С. 168–172.
6. Козлов Д. А., Квон З. Д., Калагин А. К. и др. Свойства двумерного электронного газа в гетеропереходах AlGaAs/GaAs с тонкими слоями AlGaAs // ФТП. 2007. Т. 41, вып. 2. С. 186–189.

Материал поступил в редколлегию 02.05.2007

Е. Н. Ткачев^{1,2}, А. И. Романенко^{1,2}, О. Б. Аникеева^{1,2},
Т. И. Буряков^{1,2}, В. Е. Федоров¹, А. С. Назаров¹,
В. Г. Макотченко¹, В. Л. Кузнецов³, А. Н. Усольцева³

¹ Институт неорганической химии СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 3, Новосибирск, 630090, Россия

² Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

³ Институт катализа СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 5, Новосибирск, 630090, Россия

РАЗДЕЛЕНИЕ ВКЛАДОВ ЭФФЕКТОВ СЛАБОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ И ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПРОВОДИМОСТЬ УГЛЕРОДНЫХ КАРКАСНЫХ НАНОСТРУКТУР *

В данной работе исследовалось влияние модификации криволинейных углеродных наноструктур на электрофизические свойства. Использована специальная методика синтеза, исключающая наличие примесей аморфного углерода в каталитических многослойных углеродных нанотрубках (MWNTs) и расширенном графите. Это позволило наблюдать квадратично возрастающую положительную магнетопроводимость в интервале полей до 1 Тл, так называемые эффекты электрон-электронного взаимодействия. Они не проявлялись в объектах, синтезированных обычным способом.

Ключевые слова: многослойные углеродные нанотрубки, расширенный графит, проводимость, квантовые поправки.

Введение

В последнее время наблюдается повышенный интерес к исследованиям, направленным на получение, теоретическое и экспериментальное изучение физико-химических характеристик и определение путей наиболее эффективного практического использования углеродных наноструктур. Интерес к таким работам обусловлен, с одной стороны, фундаментальными исследованиями наноразмерных материалов, а с другой – широкими перспективами прикладного использования таких объектов.

Некоторые возможные применения, такие как полевая эмиссия, электромеханический привод, хранилище газов и жидкостей, нанoeлектронные устройства, могут быть реализованы на основе особых электронных и структурных свойств нанострук-

тур [1–3]. Наряду с интересными эмиссионными, капиллярными и механическими свойствами таких объектов, большой интерес для исследования представляют явления переноса заряда при низких температурах, что, в частности, и рассматривается в данной работе. Перед нами стояла задача: выяснить природу доминирования эффектов слабой локализации в углеродных наноструктурах, на фоне которых не удастся увидеть эффекты взаимодействия. Для этого производилась модификация криволинейных углеродных наноструктур, с целью выделить вклад электрон-электронного взаимодействия в проводимость.

Образцы и методика измерений

Для синтеза MWNTs использовался метод термохимического разложения углеродосодержащих соединений на поверхнос-

* Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (проект РНП 2.1.1.1604), РФФИ (проекты № 05-03-33209, 05-03-32901, 06-03-81038-Бел-а), ФЦП № 02.513.11.3314, 02.513.11.3348.

ти металлического катализатора (Chemical Vapor Deposition method, CVD). Образцы многослойных углеродных нанотрубок были синтезированы путем каталитического разложения ацетилена на FeCo-катализаторе, нанесенном на CaCO_3 (с содержанием металла – 5 весовых %) при 950 К. Синтез проводился с использованием аргона или азота в качестве газа-носителя, соотношение ацетилен / газ-носитель составляло 4 об. %. Более дефектными являются образцы MWNTs, синтезированные в атмосфере азота, чем в атмосфере аргона.

Отличительная особенность данной методики синтеза – наличие в реакционной среде окислительного газа CO_2 , выделяющегося при разложении носителя CaCO_3 . CO_2 при данной реакционной температуре реагирует с аморфным углеродом, сжигая его, и не взаимодействует с нанотрубками [4]. Это позволило получить образцы нанотрубок с минимальным содержанием примеси аморфного углерода. После синтеза металлический катализатор был удален из образца путем растворения в 10 % азотной кислоте с последующим фильтрованием и сушкой образцов на воздухе. Синтезированные образцы представляли собой порошок.

Расширенный графит без примеси и с примесями сажи был получен методом быстрого термораспада интеркалированных соединений окисленного графита и аминотриоксида графита соответственно. Полученный таким способом расширенный графит имеет вид мятых листов бумаги с характерным периодом структуры 3–4 нм.

Проводимость $\sigma(T)$ измерялась по четырехконтактной схеме в интервале температур 4,2–300 К, магнетопроводимость $\sigma(B)$ – при температуре 4,2 К в интервале магнитных полей до 10 кГс, магнитное поле прикладывалось перпендикулярно направлению тока.

Температурные зависимости проводимости

В неупорядоченных системах диффузное движение носителей тока может осуществляться по траекториям с самопересечением, в результате чего появляется квантовая интерференция волновых функций невзаимодействующих электронов – так называемые эффекты слабой локализации. Также при низких температурах в таких системах начинают доминировать эффекты электрон-

электронного взаимодействия, которые менее заметны в упорядоченных системах, таких как кристалл. Все эти эффекты приводят к тому, что к классической проводимости (определяемой формулой Друде: $\sigma = ne^2\tau/m$, где n – концентрация носителей тока; e – заряд электрона; τ – время релаксации импульса; m – эффективная масса) добавляется вклад квантовых поправок, который зависит от температуры, магнитного поля и других параметров.

На рис. 1 представлена температурная зависимость проводимости каталитических MWNTs. Подобная зависимость проводимости наблюдалась и для термической сажи и расширенного графита. В области температур от 4,2 до 20 К поправки к проводимости для каталитических нанотрубок с понижением температуры увеличиваются логарифмически (см. вставку на рис. 1): $\sigma_{\text{exp}}(T) - \sigma_{\text{ext}}(T) \sim \ln(T)$, где σ_{exp} – экспериментальное значение проводимости; σ_{ext} – экстраполированное значение проводимости. Сплошная линия – аппроксимация регулярной части экспериментальных данных выше 50 К в предположении ее выхода на постоянное значение при 4,2 К. Такая зависимость проводимости при низких температурах характерна для идеального квазидвумерного графита. Известно, что электронная структура MWNTs (содержащих более 20 слоев) подобна структуре двумерного графита [5]. Следовательно, чтобы найти поправку к проводимости для каталитических MWNTs, мы можем сравнить нашу кривую с характерной температурной зависимостью проводимости идеального графита, полученной аппроксимацией экспериментальных данных прово-

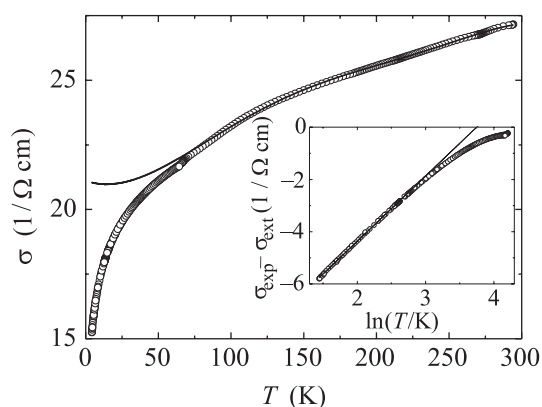


Рис. 1. Температурная зависимость проводимости и поправка к проводимости – логарифмический масштаб температуры, для каталитических MWNTs

димости MWNTs выше 50 К. Разность экспериментальных данных и аппроксимации регулярной части и будет искомым поправкой к проводимости. Проводимость идеального квазидвумерного графита остается почти постоянной при температурах ниже 30 К. Приведем простые рассуждения, позволяющие качественно объяснить температурную зависимость проводимости графита при низких температурах. В большинстве металлов энергия Ферми $E_F \gg k_{BT}$ (k_B – константа Бо-

льцмана) при температурах $T \sim 300$ К, и поэтому концентрация носителей на масштабе $\sim k_{BT}$ – постоянная величина. Для графита, который является полуметаллом ($E_F \sim k_{BT}$), картина иная. При комнатной температуре происходит перенос электронов из валентной зоны в зону проводимости, в результате чего концентрация носителей n заряда растет на масштабе $\sim k_{BT}$ ($\Delta n/n \propto k_{BT}/E_F$, где Δn – изменение концентрации носителей). Следовательно, по формуле Друде при повышении температуры растет проводимость и падает удельное электросопротивление идеального квазидвумерного графита, а при низких температурах, когда $E_F \gg k_{BT}$, проводимость остается почти постоянной.

Логарифмическая зависимость проводимости от температуры проявляется в системах с локальным беспорядком в двумерном случае. Основной вклад в проводимость в таких системах дают квантовые поправки [6]. Это объясняется тем, что L_ϕ и L_T больше одного характерного размера структуры (например, толщина стенок нанотрубок или пакета графеновых слоев в расширенном графите) при температуре 4,2 К: $L_\phi \sim 10$ нм, $L_T \sim 20$ нм, $D \sim 2$ см²/с [7; 8]. L_ϕ – длина сбоя фазы волновой функции невзаимодействующего электрона, L_T – длина когерентности. Итак, для каталитических MWNTs, расширенного графита и термической сажи наблюдаются двумерные квантовые поправки к проводимости ниже 20 К.

Магнетопроводимость

На рис. 2 представлены зависимости магнетопроводимости для термической сажи, каталитических MWNTs, расширенного графита. Сплошная линия – логарифмическая аппроксимация, прерывистая – квадратичная. Кривая магнетопроводимости для расширенного графита с наличием примеси аморфного углерода подобна кривой для сажи (рис. 2, а). Согласно теории квантовых поправок, должен появиться вклад в магнетопроводимость, обусловленный эффектами взаимодействия и слабой локализацией. Поправка к проводимости в магнитном поле должна быть положительна, если электроны отталкиваются, т. е. константа электрон-электронного взаимодействия $g(T, B)$ положительна. Зависимость проводимости от магнитного поля $\sigma(B)$ обусловлена подавлением квантовых поправок. Асимптотические приближения $\sigma(B)$ для

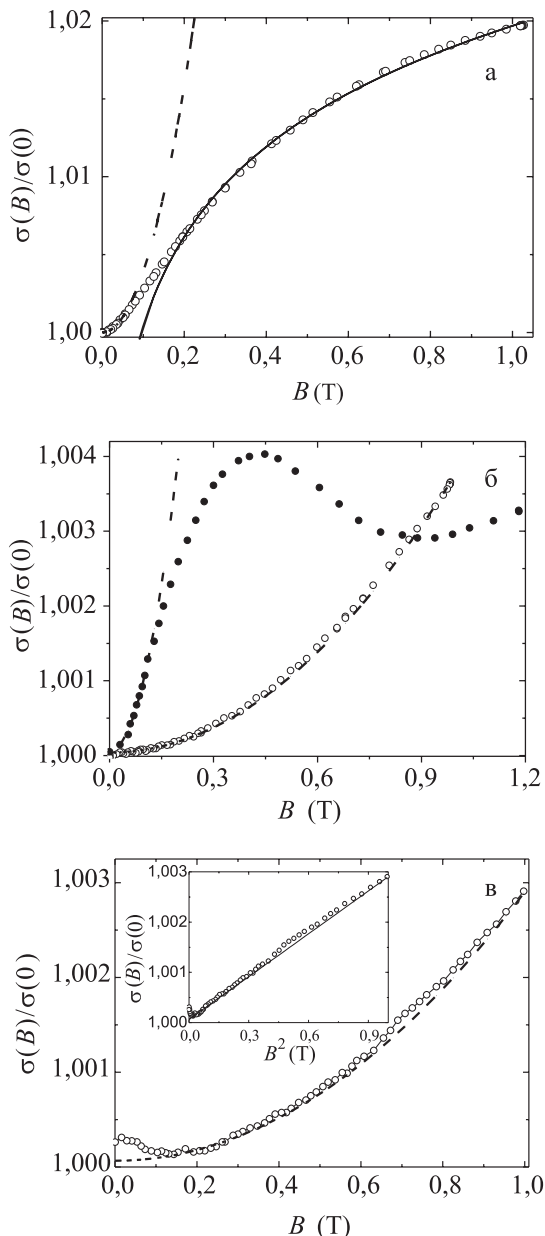


Рис. 2. Зависимость относительной проводимости $\sigma(B)/\sigma(0)$ от магнитного поля B при температуре 4,2 К: а – термическая сажа; б – каталитические MWNTs, полученные по методике, исключающей наличие примесей аморфного углерода ($\circ$), каталитические MWNTs с примесями сажи ($\bullet$); в – расширенный графит без примесей аморфного углерода

двумерного случая в слабых полях квадратичны по полю, а в сильных – логарифмически зависят от магнитного поля [6; 9]. Зависимость магнетопроводимости эффектов слабой локализации в присутствии магнитного поля в двумерном случае:

$$\Delta\sigma^{WL}(B) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} Y\left(\frac{4eDB}{\hbar}\tau_\phi\right),$$

$$Y(x) = \begin{cases} x^2/24, & x \ll 1 \\ \ln x, & x \gg 1 \end{cases},$$

где $\Delta\sigma(B) = \sigma(B) - \sigma(B=0)$; $\hbar$ – постоянная Планка; D – коэффициент диффузии; τ_ϕ – время сбоя фазы из-за неупругого рассеяния или из-за рассеяния с переворотом спина. Характерное поле: $B_{WL} \sim \pi\hbar/(eD\tau_\phi)$.

Зависимость магнетопроводимости эффектов взаимодействия в двумерном случае:

$$\Delta\sigma^{DOS}(B) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} g(T, B) f_2\left(\frac{2DeB}{\pi k_B T}\right),$$

$$f_2(x) = \begin{cases} 0,3x^2, & x \ll 1 \\ \ln x, & x \gg 1 \end{cases}.$$

Характерное поле определяется условием $\Phi \sim \Phi_0$: $B_C \sim \pi k_B T / (eD)$.

Сравнивая выражения для характерных полей, получаем

$$\frac{B_C}{B_{WL}} = \frac{k_B T}{\hbar/\tau_\phi} \gg 1.$$

Оценки характерного поля можно найти из формул $B_{WL} = \hbar c/(e l^2)$ и $B_C = \hbar c / e(L_T)^2$ ($l \sim 1$ нм, где l – длина свободного пробега носителей тока) для эффектов слабой локализации – несколько сотен гауссов, для эффектов взаимодействия – несколько килогауссов.

Характер кривых для термической сажи, каталитических MWNTs [10] и расширенного графита, содержащих примеси сажи, одинаков: квадратичная зависимость в слабых магнитных полях (до 100 Гс) с выходом на логарифмическую зависимость от магнитного поля $\sigma(B) / \sigma(0) \sim \ln(B)$. Следовательно, из величин характерных полей можно сделать вывод, что для этих объектов доминируют эффекты слабой локализации в интервале полей 0–1 Тл. На рис. 2, б, в показаны зависимос-

ти относительной проводимости $\sigma(B) / \sigma(0)$ от магнитного поля B при температуре 4,2 К для каталитических MWNTs и расширенного графита без примесей аморфного углерода. Наблюдается квадратичная зависимость проводимости от магнитного поля при $B < 1$ Тл, что является асимптотическим приближением эффектов электрон-электронного взаимодействия в слабых магнитных полях [9]. Таким образом, в каталитических MWNTs и расширенном графите без примесей аморфного углерода не наблюдается вклада эффектов слабой локализации в магнетосопротивление от присутствия сажи, что согласуется с процессом синтеза образцов и данными электронной микроскопии.

Примерные оценки поля, при котором происходит полное подавление квантовых поправок для каталитических MWNTs, дают величину порядка 7 Тл. Причем характерный диаметр потока Φ при таком поле составляет величину порядка 200 Å, что согласуется с диаметром нанотрубок – тоже порядка 200 Å.

Заключение

В работе изучены электрофизические свойства каталитических MWNTs и расширенного графита с малым содержанием аморфного углерода (менее 5 весовых %). На температурных зависимостях проводимости каталитических MWNTs, термической сажи и расширенного графита наблюдается вклад двумерных квантовых поправок к проводимости ниже температуры 20 К. Как и предсказывает теория квантовых поправок, для двумерного случая соответствующая добавка к проводимости логарифмически зависит от температуры. Определен тип вклада квантовой поправки в магнетопроводимость исследуемых каталитических MWNTs и образцов расширенного графита с малым содержанием аморфного углерода – эффекты электрон-электронного взаимодействия. Для этих объектов не наблюдается вклада эффектов слабой локализации в магнетопроводимость от присутствия аморфного углерода. Отсутствие примеси аморфного углерода и эффектов слабой локализации доказывает связь доминирования эффектов слабой локализации с наличием аморфной фазы углерода в ранее синтезированных образцах. В дальнейшем новая методика синтеза позволит нам находить константу электрон-электронного взаимодействия.

Список литературы

1. Rinzler A. G., Hafner J. H., Nikolaev P. *et al.* Unraveling Nanotubes: Field Emission from an Atomic Wire // *Science*. 1995. Vol. 269. No. 5230. P. 1550–1553.
2. Baughman R. H., Cui C., Zakhidov A. A. *et al.* Carbon nanotube actuators // *Science*. 1999. Vol. 284. No. 5418. P. 1340–1344.
3. Collins P. G., Zettl A., Bando H. *et al.* Nanotube nanodevice // *Science*. 1997. Vol. 278. No. 5335. P. 100–102.
4. Couteau E., Hernadi K., Seo J. W. *et al.* CVD synthesis of high-purity multiwalled carbon nanotubes using CaCO_3 catalyst support for large-scale production // *Chem. Phys. Lett.* 2003. Vol. 378. P. 9–17.
5. Котосонов А. С., Атражеев В. В. Особенности электронной структуры углеродных многослойных нанотрубок // *Письма в ЖЭТФ*. 2000. Т. 72, вып. 1. С. 76–80.
6. Lee P. A., Ramakrishnan T. V. Disordered electronic systems // *Rev. Mod. Phys.* 1985. Vol. 57. P. 287–337.
7. Kang N., Hu J. S., Kong W. J. *et al.* Consistent picture of strong electron correlation from magnetoresistance and tunneling conductance measurements in multiwall carbon nanotubes // *Phys. Rev. B*. 2002. Vol. 66. P. 241403-1–241403-4.
8. Baxendale M., Mordkovich V. Z., Yoshimura S. Magnetotransport in bundles of intercalated carbon nanotubes // *Phys. Rev. B*. 1997. Vol. 56. P. 2161–2165.
9. Altshuler B. L., Khmel'nitskii D. E., Larkin A. I. *et al.* Magnetoresistance and Hall effect in a disordered two-dimensional electron gas // *Phys. Rev. B*. 1980. Vol. 22. P. 5142–5153.
10. Романенко А. И., Окотруб А. В., Кузнецов В. Л. и др. Неоднородные электронные состояния в углеродных наноструктурах различной размерности и кривизны образующих их графеновых слоев // *Успехи физических наук*. 2005. Т. 175, вып. 9. С. 1000–1004.

Материал поступил в редколлегию 02.05.2007

А. С. Евдокимов, С. В. Пономарёв

ОСП «НИИ прикладной математики и механики
Томского государственного университета»
пр. Ленина, 36, Томск, 634050, Россия
E-mail: eas1985@mail.ru

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КРУПНОГАБАРИТНЫХ КОСМИЧЕСКИХ РЕФЛЕКТОРОВ

Рассматривается комплексная методика компьютерного моделирования перспективных рефлекторов, основанная на механике деформированного твердого тела и радиофизике.

Ключевые слова: компьютерное моделирование, напряженно-деформированное состояние, крупногабаритный рефлектор, метод конечных элементов, метод физической оптики, формы собственных колебаний, диаграмма направленности, коэффициент усиления.

Введение

Моделирование крупногабаритных трансформируемых рефлекторов является актуальным направлением разработки и создания конструкций систем спутниковой связи и зондирования поверхности Земли, так как экспериментальная отработка подобных конструкций требует больших материальных и временных затрат. На рис. 1 показан спутник Thura ya с ободной конструкцией рефлектора [1].

Основными конструктивными элементами ободных космических рефлекторов является ферменный обод, обеспечивающий заданный профиль отражающей поверхности и ориентацию рефлектора, сама отражающая поверхность, а также вантовая система. Ферменный обод диаметром 12 м представляет собой стержневую конструкцию, собранную из жестких углепластиковых элементов (рис. 2).

Основные требования к конструкциям рефлекторов заключаются в высокой точности формы отражающей поверхности и наведения, высокой температурной стабильности и радиоотражающей способности антенных систем.

Варианты методик расчета радиотехнических характеристик крупногабаритных рефлекторов рассматривались в работах J. Ruze [1], M. W. Thomson [2], в монографии М. В. Гряника [3] для зонтичных конструкций. Однако учет искажений отражающей поверхности производился на основе экспериментальных измерений или на основе сильно упрощенных допущений о деформациях отражающей поверхности.

Целью комплексного моделирования является повышение точности за счет использования для расчета радиотехнических характеристик равновесной формы отражающей поверхности, полученной в результате компьютерного моделирования напряженно-деформированного состояния (НДС) рефлектора с позиций механики деформируемого твердого тела при отработочных нагрузках на Земле и при функционировании в космосе.

Постановка задачи о НДС рефлектора

Пусть изменение положения точки элемента конструкции при деформировании обозначается вектором перемещений $\mathbf{u}(t) = [u_1, u_2, u_3]^T$. Связь между тензором деформаций и вектором перемещений представима в виде $\mathbf{e} = \mathbf{B}\mathbf{u} + \mathbf{A}\mathbf{q}/2$, где

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \partial u_1 / \partial x_1 & \partial u_2 / \partial x_1 & \partial u_3 / \partial x_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \partial u_1 / \partial x_2 & \partial u_2 / \partial x_2 & \partial u_3 / \partial x_2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \partial u_1 / \partial x_3 & \partial u_2 / \partial x_3 & \partial u_3 / \partial x_3 \\ \partial u_1 / \partial x_2 & \partial u_2 / \partial x_2 & \partial u_3 / \partial x_2 & \partial u_1 / \partial x_1 & \partial u_2 / \partial x_1 & \partial u_3 / \partial x_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \partial u_1 / \partial x_3 & \partial u_2 / \partial x_3 & \partial u_3 / \partial x_3 & \partial u_1 / \partial x_2 & \partial u_2 / \partial x_2 & \partial u_3 / \partial x_2 \\ \partial u_1 / \partial x_3 & \partial u_2 / \partial x_3 & \partial u_3 / \partial x_3 & 0 & 0 & 0 & \partial u_1 / \partial x_1 & \partial u_2 / \partial x_1 & \partial u_3 / \partial x_1 \end{bmatrix};$$

$$\mathbf{B}^T = \begin{bmatrix} \partial / \partial x_1 & 0 & 0 & \partial / \partial x_2 & 0 & \partial / \partial x_3 \\ 0 & \partial / \partial x_2 & 0 & \partial / \partial x_1 & \partial / \partial x_3 & 0 \\ 0 & 0 & \partial / \partial x_3 & 0 & \partial / \partial x_2 & \partial / \partial x_1 \end{bmatrix};$$

$$\mathbf{q} = [\partial u_1 / \partial x_1 \partial u_2 / \partial x_1 \partial u_3 / \partial x_1 \partial u_1 / \partial x_2 \partial u_2 / \partial x_2 \partial u_3 / \partial x_2 \partial u_1 / \partial x_3 \partial u_2 / \partial x_3 \partial u_3 / \partial x_3]^T;$$

$$\mathbf{e} = [e_{11} \ e_{22} \ e_{33} \ e_{12} \ e_{23} \ e_{31}]^T.$$

Тензор напряжений имеет компоненты $\boldsymbol{\sigma} = [\sigma_{11} \ \sigma_{22} \ \sigma_{33} \ \sigma_{12} \ \sigma_{23} \ \sigma_{31}]^T$. Физические соотношения между напряжениями и деформациями, учитывающие температурные деформации и начальные напряжения, име-

ют следующий вид: $\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{D}(\mathbf{e} - \mathbf{e}_T) + \boldsymbol{\sigma}_0$, где $\mathbf{e}_T = [\alpha_1 \Delta T \ \alpha_2 \Delta T \ \alpha_3 \Delta T \ 0 \ 0 \ 0]^T$ – вектор температурных деформаций; $\boldsymbol{\sigma}_0$ – вектор начальных напряжений; $\mathbf{D}$ – матрица материальных констант.

$$\mathbf{D} = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \begin{bmatrix} 1-\nu & \nu & \nu & 0 & 0 & 0 \\ \nu & 1-\nu & \nu & 0 & 0 & 0 \\ \nu & \nu & 1-\nu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & (1-2\nu)/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & (1-2\nu)/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & (1-2\nu)/2 \end{bmatrix},$$

где E и ν – модуль упругости и коэффициент Пуассона материала конечного элемента.

Система уравнений равновесия имеет вид

$$\mathbf{B}^T \boldsymbol{\sigma} + \mathbf{p} = \rho \ddot{\mathbf{u}},$$

где $\mathbf{p}$ – вектор объемной силы. Добавление начальных и граничных условий делает постановку задачи с позиций механики деформируемого твердого тела полной. В результате такой постановки получается нелинейная задача.

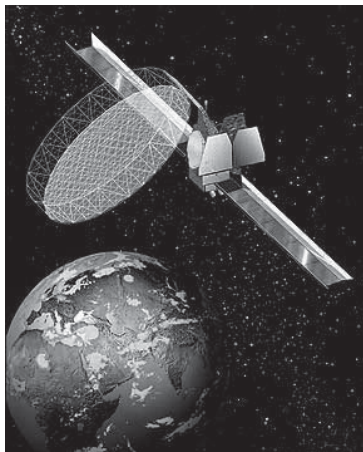


Рис. 1. Спутник Thuraya

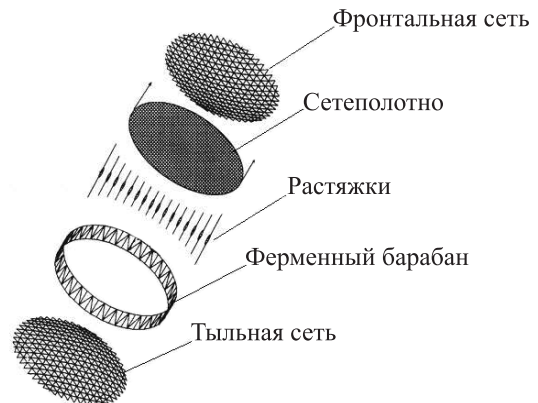


Рис. 2. Основные компоненты конструкции рефлектора

Основой для отыскания деформированной формы отражающей поверхности и остальной части рефлектора является принцип возможных перемещений для упруго-динамических задач [4]

$$\int_V [\rho \ddot{\mathbf{u}}^T \delta \mathbf{u} + \sigma \delta \mathbf{e} - \mathbf{p} \delta \mathbf{u}] dV = 0,$$

где δ – вариации соответствующих величин; $\mathbf{p}$ – вектор массовых сил; $\ddot{\mathbf{u}}$ – вектор ускорения.

Для получения численного решения задачи о напряженно-деформированном состоянии рефлектора использовался метод конечных элементов [5]. Пространственная геометрическая модель рефлектора разбивалась на конечные элементы, в которых аппроксимация перемещений $\mathbf{u}$ выбиралась, как линейная зависимость от узловых перемещений $\mathbf{u} = \Psi \mathbf{U}$, где Ψ – матрица, образованная базисными функциями; $\mathbf{U}$ – вектор узловых перемещений конечного элемента.

Тогда выражение деформаций через перемещения и напряжений через деформации в векторном виде примут вид

$$\mathbf{e} = \mathbf{B}_0 \mathbf{U} + \mathbf{A} \Theta / 2, \delta \mathbf{e} = (\mathbf{B}_0 + \mathbf{A} \mathbf{G}) \delta \mathbf{U}, \\ \Theta = \mathbf{G} \mathbf{U}, \sigma = \mathbf{D}(\mathbf{e} - \mathbf{e}_T) + \sigma_0, \mathbf{B}_0 = \mathbf{B} \Psi.$$

Граничные условия учитывались заданием нулевых перемещений узлов конечных элементов в местах крепления рефлектора к штанге, связывающего его с космическим аппаратом. Влияние температурных нагрузок на напряженно-деформированное состояние конструкции моделировалось через зависимость напряжений от деформаций внутри каждого конечного элемента. Решение подобной нелинейной задачи позволяет получить равновесную форму отражающей поверхности и напряженно-деформированное состояние при заданных геометрических параметрах рефлектора, физико-механических характеристиках материалов элементов конструкции, начально-краевых условиях и нагрузках.

Для моделирования напряженно-деформированного состояния на поверхности Земли рассмотрены три положения рефлектора: «чаша вниз», «чаша вверх», «вертикальная вывеска». Граничные условия соответствовали полному закреплению ободной конструкции в узлах связи со штангой от космического аппарата. Объемная нагрузка соответствовала ус-

корению свободного падения у поверхности Земли. В плоскости раскрытия рефлектора задавались начальные напряжения σ_0 отражающей поверхности, соответствующие рабочим натяжениям сетеполотна. В качестве обобщенной меры отклонения отражающей поверхности рефлектора в равновесном состоянии использовалось среднеквадратичное значение отклонений (СКО) полученной расчетной поверхности в узлах конечно-элементной сетки от поверхности соответствующего параболоида.

При расчете форм и частот собственных колебаний было рассмотрено закрепление рефлектора в точках соединения со штангой от космического аппарата. Такие граничные условия соответствуют консольному закреплению ободной фермы.

Решение механических задач проводилось методом конечных элементов, реализованным в программном комплексе ANSYS. Средствами ANSYS была построена геометрическая и конечно-элементная модели космического рефлектора с фермой натяжения. Методика решения нелинейной задачи основывалась на ранее разработанной методике для зонтичных рефлекторов [6].

Радиофизическое моделирование

Определение основных радиотехнических характеристик антенн связано с получением выражения для электромагнитного поля в дальней зоне, когда источниками поля являются заданные сторонние токи j на отражающей поверхности рефлектора.

Система уравнений Максвелла имеет вид [7]

$$\text{rot } \mathbf{H} = -i\omega \varepsilon \mathbf{E} + j, \\ \text{rot } \mathbf{E} = i\omega \mu \mathbf{H}.$$

С помощью соотношений

$$\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}, \\ \mathbf{E} = i\omega \mu \mathbf{A} + \frac{i}{\omega \varepsilon} \text{grad div } \mathbf{A}$$

вводится векторный потенциал $\mathbf{A}$. Уравнения Максвелла для векторного потенциала в декартовой системе координат дают векторное уравнение Гельмгольца

$$\Delta \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = -\mathbf{j},$$

где $k = \omega(\varepsilon \mu)^{1/2}$ – волновое число.

В каждой точке поверхности зеркала рефлектора возникает поверхностный ток, фаза,

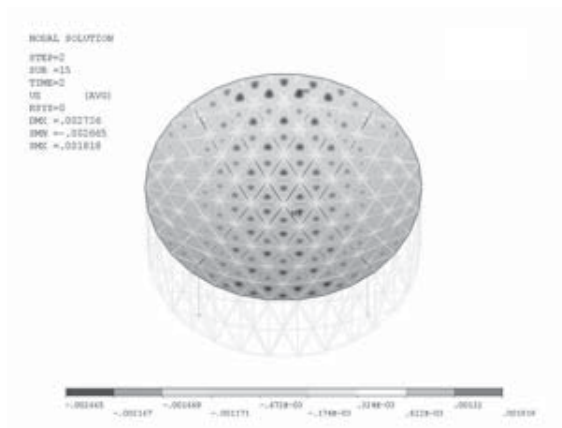


Рис. 3. Распределение перемещений (м) по оси Z при воздействии силы тяжести

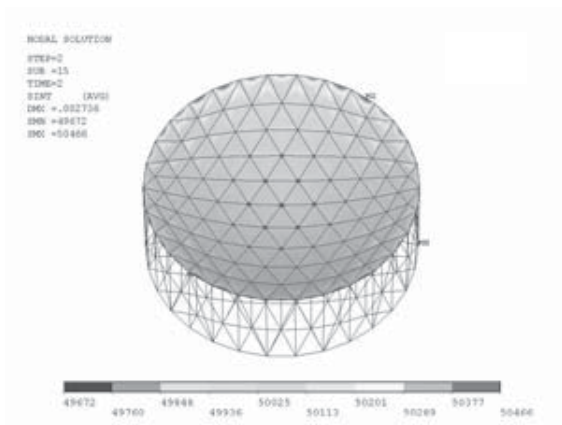


Рис. 4. Интенсивность напряжения отражающей поверхности

амплитуда и направление которого определяются соотношением

$$\mathbf{j}_s = 2 [\mathbf{n}_0 \mathbf{H}], \quad (1)$$

где $\mathbf{j}_s$ – вектор плотности поверхностного тока в данной точке зеркала; $\mathbf{H}$ – вектор на-

пряженности первичного магнитного поля облучателя в этой точке; $\mathbf{n}_0$ – орт нормали к поверхности зеркала в этой же точке.

Соотношение (1) является точным только в случае падения плоской волны на плоскую бесконечно большую поверхность. Напряженность первичного магнитного поля облучателя определяется формулой

$$\mathbf{H} = \mathbf{A} \frac{e^{-\beta r}}{r},$$

где $\mathbf{A}$ – коэффициент, не зависящий от r и характеризующий направленные свойства облучателя; r – расстояние от фазового центра облучателя до точки, в которой определяется поле. Для построения картины токов, возникающих на отражающей поверхности рефлектора под влиянием поля облучателя, необходимо знать распределение вектора $\mathbf{A}$ в пространстве, т. е. векторную диаграмму направленности облучателя. Распределение тока на зеркале определяется по формуле (1), которая в скалярной форме приобретает вид

$$\begin{aligned} j_{sx} &= 2(n_y H_z - n_z H_y), \\ j_{sy} &= 2(n_z H_x - n_x H_z), \\ j_{sz} &= 2(n_x H_y - n_y H_x). \end{aligned}$$

Зная распределение тока на поверхности зеркала, можно определить направленные свойства параболической антенны. Для этого необходимо проинтегрировать по всей поверхности зеркала выражение для напряженности поля, создаваемого элементом поверхности зеркала, рассматривая его как элементарный электрический вибратор.

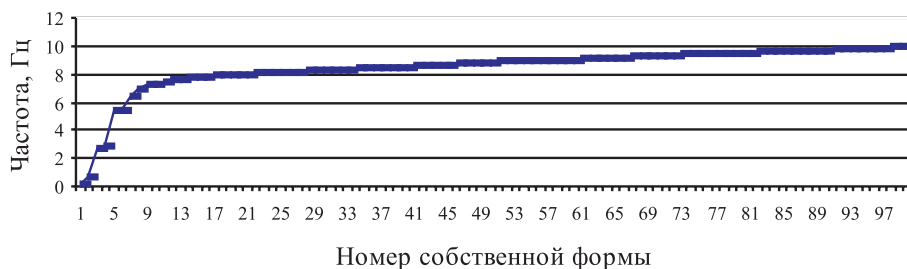


Рис. 5. Зависимость частот собственных колебаний рефлектора от номера собственной формы

Поле излучения параболоида можно представить в виде

$$E = -\frac{iZ_b \sin \gamma_x}{2r\lambda} e^{-i\beta r} \int_{S_a} j_{sx} e^{-iq} dS,$$

$$E_{\text{пер}} = -\frac{iZ_b \sin \gamma_x}{2r\lambda} e^{-i\beta r} \int_{S_a} j_{sy} e^{-iq} dS,$$

где S_a – поверхность параболоида, используемая в качестве антенны; E – напряженность поля, созданного токами основной поляризации; $E_{\text{пер}}$ – напряженность поля, созданного токами перекрестной поляризации. Угол q определяется относительно луча, идущего прямо от облучателя до точки приема.

В качестве численного метода использовалось сочетание метода моментов и метода физической оптики. Отражающая поверхность разбивалась на элементарные площадки треугольной формы. Наибольшее количество узлов в некоторых расчетах достигало величины $1,5 \cdot 10^6$ из соображений, что длина элемента не должна превышать 10^{-1} длины волны. Для расчета радиотехнических характеристик применялся пакет FEKO¹ – система 3D электромагнитного моделирования.

Результаты механического анализа

Для положения рефлектора «чаша вверх» результаты показаны на рис. 3–4.

Распределение перемещений в направлении, перпендикулярном к плоскости раскрыва, показывает, что отражающая поверхность рефлектора в положении чашей «вверх» имеет СКО меньше, чем чашей «вниз». Полученные результаты согласуются с результатами [8].

На рис. 4 приведен характер распределения интенсивности напряжения отражающей поверхности, позволяющий говорить о достаточной равномерности натяжения сетеполотна и соответственно о возможных незначительных отклонениях величины коэффициента отражения радиоволн от оптимального значения.

Динамические расчеты используются для определения собственных частот и форм колебаний, которые являются важными характеристиками, учитываемыми при проектировании конструкции в целях учета в условиях динамического силового воздействия.

По результатам расчетов построен график зависимости собственных частот рефлектора



Рис. 6. Геометрия модели параболического рефлектора

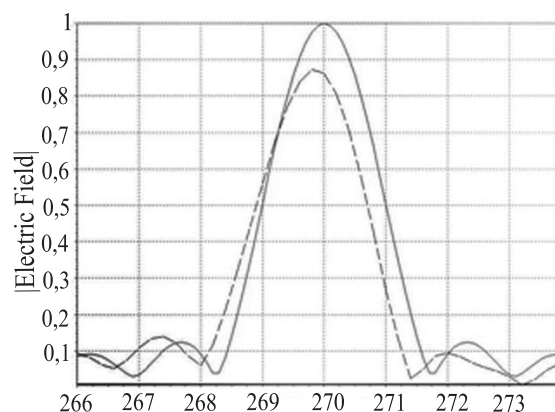


Рис. 7. Диаграммы направленности в вертикальной плоскости для идеальной параболической поверхности (—) и расчетной равновесной формы отражающей поверхности рефлектора (----)

от натяжения фронтальной сети (рис. 5). Полученные результаты по значениям частот собственных колебаний хорошо согласуются с расчетными данными рефлектора AstroMesh².

Результаты радиотехнического анализа

Одной из основных характеристик антенн является диаграмма направленности – зависимость излучаемого поля от положения точки наблюдения. На рис. 6 показан 3-мерный вид основного лепестка диаграммы направленности, полученный расчетным методом.

¹ FEKO User's Manual Suite 4.2., 2004.

² TRW, Inc. TRW-built AstroMesh reflector deployed aboard Thuraya spacecraft. <http://www.trw.com> (5 December 2000).

Сечения остронаправленных ДН удобнее и точнее изображать в прямоугольной системе координат, поскольку угловой масштаб здесь может быть выбран произвольно в соответствии с шириной ДН.

На рис. 7 приведены диаграммы направленности для идеального параболоида и отражающей поверхности с расчетной равновесной формой для ободного рефлектора. Граничные условия соответствовали закреплению рефлектора в точках соединения со штангой от космического аппарата. Нагружение конструкции производилось температурным полем, которое привело к соответствующему деформированному состоянию отражающей поверхности рефлектора и изменению положения оси рефлектора. Вследствие чего, во-первых, уменьшился главный лепесток, во-вторых, смещена вся диаграмма и, в-третьих, имеются изменения боковых лепестков. Эти результаты качественно соответствуют результатам [3] и других работ.

В полученных результатах ширина диаграммы направленности антенны равна $1,8^\circ$, коэффициент усиления равен 30 дБ при частоте 1 ГГц. При этом наибольшие отклонения отражающей поверхности от идеального параболоида достигали 2 мм.

Заключение

На основе подходов механики деформируемого твердого тела и радиофизики реализована комплексная методика компьютерного моделирования перспективных трансформируемых космических рефлекторов, позволяющая более точно учитывать форму и напряженность отражающей сетчатой поверхности, сократить объем экспериментальных работ при создании оп-

тимальных конструкций ободных рефлекторов по заданным ДН и прогнозировать эффективность функционирования рефлекторов с КА в условиях космического пространства.

Список литературы

1. Ruze J. Antenna Tolerance Theory – A Review // Proceedings of the IEEE. 1966. Vol. 54. P. 633–640.
2. Thomson M. W. Astromesh deployable reflectors for Ku- and Ka-band commercial satellites. AIAA-2002-2032.
3. Гряник М. В., Ломан В. И. Развертываемые зеркальные антенны зонтичного типа. М.: Радио и связь, 1987. 72 с.: ил.
4. Сахаров А. С., Альтенбах И. Метод конечных элементов в механике твердых тел. Киев: Вищ. шк., 1982. 480 с.
5. Зенкевич О. Метод конечных элементов в технике / Под ред. Б. Е. Победри. М.: Мир, 1975. 541 с.
6. Бутков В. Г., Пономарев С. В., Солоненко В. А., Яцук А. А. Моделирование температурных деформаций рефлекторов космических аппаратов // Физика. 2004. № 10. Приложение. С. 10–18.
7. Дмитриев В. И., Березина Н. И. Численные методы решения задач синтеза излучающих систем. М.: Изд-во Моск. гос. ун-та, 1986. 112 с.
8. Усманов Д. Б. Моделирование напряженно-деформированного состояния крупногабаритного трансформируемого рефлектора: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Томск, 2006. 179 с.

Материал поступил в редколлегию 28.04.2007

М. О. Жуков¹, О. В. Беликов²

¹ Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

² Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: syuha@mail.ru

ИСТОЧНИК ПИТАНИЯ КОРРЕКТИРУЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ УСКОРИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ НА БАЗЕ ЦИФРОВОГО СИГНАЛЬНОГО ПРОЦЕССОРА

В последнее десятилетие в мире электроники наблюдается бурное развитие в области цифровой обработки сигналов. Множество зарубежных фирм выпускают специализированные сигнальные процессоры, предназначенные для обработки аналоговых сигналов. Данная продукция стала вполне доступной на российском рынке. Используется в основном для промышленных разработок, не требующих прецизионности (привода электродвигателей и т. д.). Однако возможности современных сигнальных процессоров позволяют применять их в ускорительной технике, для создания специализированных источников питания с цифровым регулированием в режиме «реального времени» (http://pdeis.at.tut.by/rt_ru.htm).

Ключевые слова: источник тока; стабилизация тока; мостовой инвертор; усилитель мощности; цифровое управление; импульсный источник; сигнальный процессор; цифровое регулирование; источник электропитания; широтно-импульсная модуляция (ШИМ); пропорционально-интегрально-дифференциальное (ПИД) регулирование.

Введение

В Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера (ИЯФ) на протяжении многих лет ведутся разработки источников питания магнитных элементов ускорительной техники. Для питания слаботочных магнитов разработаны усилители мощности (УМ), обеспечивающие максимальный выходной ток от 3 до 25 А. Современный ускорительный комплекс насчитывает около сотни таких источников питания. Используемые в настоящее время усилители мощности выполнены в виде импульсных преобразователей постоянного напряжения: регулирование выходного тока производится широтно-импульсной модуляцией (ШИМ) выходного напряжения мостового инвертора [1]. Необходимую точность преобразования обеспечивает петля обратной связи, выполненная на аналоговых элементах. Аналоговое управление обеспечивает непрерывность регулирования тока в нагрузке, что позволяет получить высокую точность преобразования в статическом режиме работы. Связь усилителей мощности с

управляющим компьютером на ускорительном комплексе осуществляется при помощи внешних блоков ЦАП и АЦП [2].

Однако существует множество задач, где необходимо обеспечить сложную динамику регулирования, требующую реализации специальных алгоритмов управления, которые аналоговое регулирование реализовать не позволяет. Для реализации подобных алгоритмов в качестве регулирующего звена можно использовать цифровой сигнальный процессор (ЦСП).

Применение ЦСП в цепи обратной связи усилителя мощности позволяет:

- осуществить связь с управляющим персональным компьютером посредством CAN (Controller Area Network) или Ethernet интерфейсов, без привлечения дополнительных внешних блоков;
- реализовать универсальность в выборе алгоритма регулирования тока наиболее оптимальным способом для конкретной физической задачи, так как наличие ЦСП позволяет программным способом вносить изменения в алгоритм управления;

- выполнить автоматическое тестирование нагрузки для обнаружения неисправностей, а также для вычисления динамических констант регулирования для широкого диапазона нагрузок.

В данной работе описывается источник питания, где в режиме «реального времени» ЦСП регулирует выходной ток.

Описание источника питания на базе ЦСП

На больших ускорительных установках существует множество разновидностей слаботочных магнитных элементов с индуктивностями обмоток от сотен микрогенри до единиц генри. Большой разброс параметров нагрузок заставляет вводить коррекцию динамических параметров в источниках питания. Наличие ЦСП позволяет производить процесс коррекции программно. Для этого при включении источника в ЦСП запускается подпрограмма вычисления параметров нагрузки. Процессор открывает одну диагональ транзисторного моста, и с помощью АЦП измеряет изменение тока нагрузки. Далее по форме переходного процесса процессор вычисляет характерное время нагрузки и динамические константы регулирования. Автоматическая адаптация блока под кон-

кретную нагрузку позволяет изготавливать источники питания одинаковыми, что облегчает процесс их эксплуатации.

Кроме стационарных задач, когда задание источнику питания не меняется на протяжении всего эксперимента, в ускорительной технике существуют периодические, где динамика тока повторяется с частотой порядка десятков герц (например, синхротрон). При этом ток в нагрузке должен меняться по заданному закону от компьютера. Для этого планируется реализовать в источнике питания специальный алгоритм, позволяющий перед началом работы загрузить в оперативную память ЦСП таблицу изменения тока, а далее по стартовому сигналу изменять ток нагрузки без использования ресурсов управляющего компьютера.

Поскольку одним из наиболее распространенных в ИЯФ источников питания корректирующих элементов магнитной системы ускорителей является усилитель мощности УМ-6, то в качестве первого шага было решено разработать его аналог с цифровым регулированием выходного тока.

Требования, предъявляемые к УМ-6:

- выходной ток регулируется в диапазоне от -6 до 6 А;
- погрешность преобразования не хуже $0,1\%$;
- напряжение на нагрузке до 100 В.

Действие разработанного усилителя мощности (рис. 1) основано на широтно-импульсной модуляции выходного напряжения мостового инвертора.

Задание от компьютера (1) посредством последовательного интерфейса связи поступает на цифровой сигнальный процессор (2), а ЦСП управляет мостовым инвертором (3). Усилитель мощности (выделен на рис. 1 пунктирной линией) охвачен петлей обратной связи по току и напряжению. Статический петлевой коэффициент усиления по току составляет 10^3 . Для подавления сетевых пульсаций буферного источника питания вводится дополнительная обратная связь по напряжению.

Мостовой инвертор (рис. 2) выполнен на современных полевых транзисторах с индуцированным каналом. Преобразование, как и в УМ-6, происходит на частоте 40 кГц. Коммутация транзисторов мостового инвертора осуществляется двумя драйверами полумоста (1). Ток в нагрузке измеряется двумя бесконтактными датчиками тока (2).

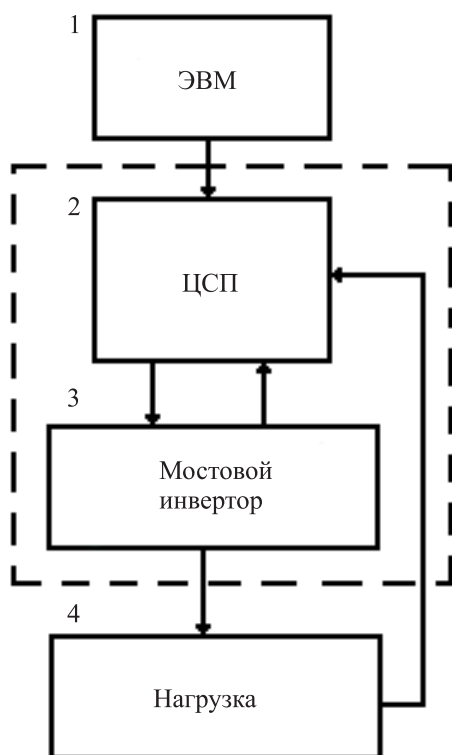


Рис. 1. Структурная схема усилителя на базе ЦСП

Измеренное значение подается на схему защиты (4) и на АЦП процессора (5). Так как АЦП выполнен на одном кристалле с ядром процессора, в измерениях присутствуют шумовые ВЧ-гармоники. От этих гармоник можно избавиться, применив фильтр низких частот. В данном случае использован цифровой фильтр экспоненциального скользящего среднего, который является БИХ-фильтром первого порядка.

Исходя из заданного и измеренного значений тока, арифметико-логическое устройство (6) процессора вычисляет ошибку, и, используя алгоритм пропорционально-интегрального регулирования, формирует сигналы управления драйверами. Связь усилителя с персональным компьютером (8) осуществляется посредством встроенного в ЦСП модуля последовательного интерфейса связи (7).

В усилителе реализована аппаратная и программная защита. Аппаратная защита выполнена следующим образом. Сигнал с датчиков тока поступает на компараторы, и, если значение тока в нагрузке становится меньше -6 А или превышает значение 6 А , схема защиты выставляет сигнал запрета работы драйверов. Аналогичным образом устроена программная защита с тем отличием, что сравнение производится на программном уровне.

Точность установки тока в нагрузке определяется точностью измерения сигнала с датчика тока. Ток в нагрузке и величина напряжения на выходе датчика (а следовательно, и на входе АЦП) связаны следующим соотношением, данным в документации на датчик:

$$U_{mes} = \frac{I_H + 7,5}{5} = U_{ADC}. \quad (1)$$

Числовое значение, записываемое АЦП в регистр результата, определяется соотношением

$$Res = \frac{4\,095 \cdot U_{ADC}}{3}. \quad (2)$$

Из (1) и (2) получим соотношение

$$I_H = \frac{Res}{273} - 7,5,$$

связывающее величину тока в нагрузке и значение Res, которое АЦП записывает в регистр результата при измерении тока.

Далее значение Res используется для задания величины выходного тока. Так как используемый процессор обладает целочисленной арифметикой, то минимальной величиной изменения задания является единица. Получим соотношение, из которого видно, что при изменении задания на единицу ток изменится на величину

$$\Delta I_H = \frac{\Delta Res}{273} = \frac{1}{273} \text{ А} = 3,663 \text{ мА}.$$

ну $3,66\text{ мА}$:

Это минимальное приращение тока, которое можно задавать в данной системе регулирования.

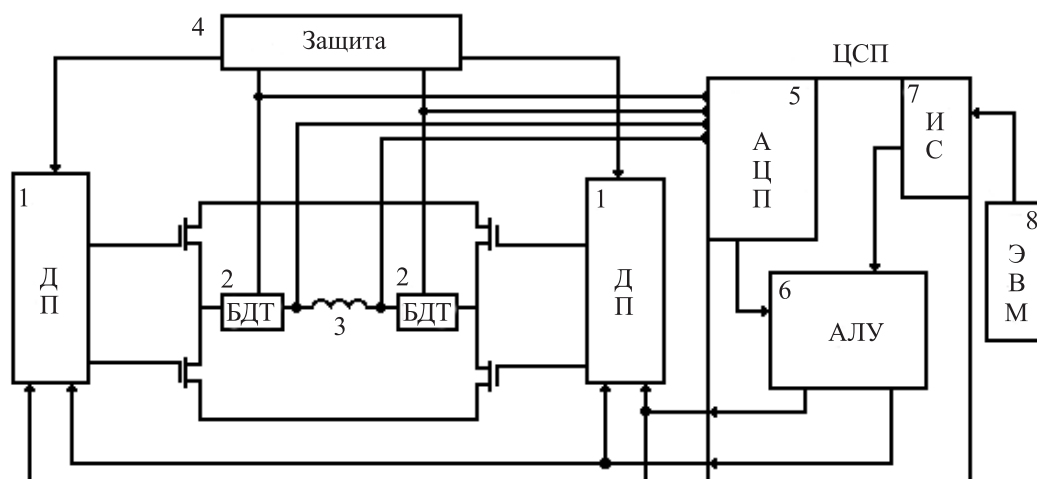


Рис. 2. Блок-схема усилителя на базе ЦСП

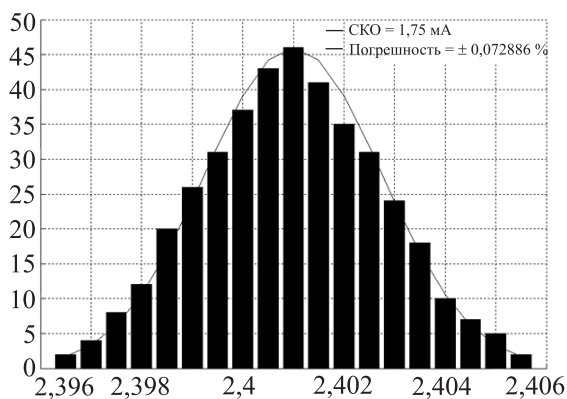


Рис. 3. Распределение тока в нагрузке

Выбор ЦСП

Для обеспечения высокой точности при дискретном регулировании на один период ШИМ должно приходиться достаточное количество отсчетов. При увеличении числа отсчетов на каждый период дискретное регулирование будет стремиться к непрерывному.

Произведем оценку необходимой частоты работы процессора для обеспечения точности регулирования 0,1 %. Диапазон выходного тока усилителя 12 А (от –6 до 6 А). Пусть на один период ШИМ приходится N точек (N отсчетов), а t – время одного отсчета ЦСП.

Тогда при изменении ШИМ от нулевого значения до полной ширины Nt ток в нагрузке должен измениться от –6 до 6 А. При единичном изменении ШИМ приращение тока не должно превысить 6 мА, что составляет 0,1 % от половины диапазона изменения тока. Отсюда определим, что N составляет порядка 2 000. Зная, что преобразование происходит на частоте 40 кГц, определим, что для обеспечения желаемой точности преобразования процессор должен работать на частотах не менее 80 МГц.

Для усилителя выбран 16-разрядный сигнальный процессор TMS320F2810. Он обладает мощным ядром, максимальная частота работы которого составляет 150 МГц. Это позволяет получить дискретность управления током значительно меньше 6 мА.

Процессор имеет встроенный 12-разрядный 16-канальный АЦП. Такое количество каналов позволяет следить за изменением множества параметров, например: ток в на-

грузке (2 канала: один используется в цепи обратной связи, а второй – в качестве независимого измерителя для системы контроля); напряжение на нагрузке (1 канал); температура в блоке (1 канал) и др. Знание большого количества величин позволяет реализовать наиболее оптимальный алгоритм управления для конкретной задачи. Максимальная частота дискретизации АЦП составляет 37,5 МГц.

В процессор встроен контроллер последовательного интерфейса связи CAN. Предполагается использовать этот интерфейс для связи с персональным компьютером. При необходимости возможно использование любого другого последовательного интерфейса связи.

Результаты испытания

Первый опытный образец усилителя на базе ЦСП выполнен в конструктиве ВИШ-НЯ 40. Усилитель охвачен петлей обратной связи по току через встроенный сигнальный процессор. Написана программа для данного усилителя, реализующая пропорционально-интегральное регулирование.

Тестирование проводилось на активной нагрузке. Для измерения долговременной стабильности ток в нагрузке измерялся в течение часа с помощью независимого внешнего измерительного блока (производство ИЯФ) CANADC-40 [2] с погрешностью преобразования не хуже 0,01 %. На основе данных измерений было построено распределение (рис. 3) и вычислено среднеквадратичное отклонение тока от заданной величины 1,75 мА, что составляет менее 0,1 % от установленного значения.

Список литературы

1. Беликов О. В., Беркаев Д. Е., Козак В. Р., Медведко А. С. Усилители мощности УМ-6 и УМ-20 для питания корректоров комплекса ВЭПП-2000. Препринт ИЯФ СО РАН. 2006-44, 2006.
2. Козак В. Р. Прецизионные аналого-цифровые преобразователи // Электроника: наука, технология, бизнес. 2006. № 4. С. 35–37.

Материал поступил в редколлегию 02.05.2007

В. В. Орешонок, Д. П. Суханов

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН
пр. Ак. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия

Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: vladimir.oreshonok@gmail.com;
D.P.Sukhanov@inp.nsk.su

СИСТЕМА КОНТРОЛЯ АМПЛИТУДЫ И ФАЗЫ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ СИГНАЛОВ ДЛЯ ФОРИНЖЕКТОРА ВЭПП-5

Форинжектор является источником интенсивных электронных и позитронных пучков с энергией 510 МэВ и предназначен для обеспечения работы экспериментальных установок, входящих в состав ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-5. В целях поддержания максимальной энергии ускоряемых частиц необходим прецизионный мониторинг и манипулирование параметрами высокочастотных сигналов на входах умножителей мощности, ускоряющих секций и других устройств форинжектора. Для выполнения поставленных задач создается система амплитудно-фазовых измерений и управления фазой. В работе приведены структура, параметры и результаты исследований системы, а также архитектура устройств, разрабатываемых в рамках ее усовершенствования.

Ключевые слова: диагностика ВЧ-сигналов; ускорители электронов; амплитудно-фазовый детектор; управляемый фазовращатель.

Основу форинжектора составляют два линейных ускорителя на 300 и 510 МэВ, конверсионная система, СВЧ-система и ВЧ-фотопушка (рис. 1). Линейные ускорители состоят из набора ускоряющих модулей. Основными элементами модуля являются: клистрон 5045 производства лаборатории SLAC (США), устройства, обеспечивающие его работу, а также система умножения мощности и 3–4 ускоряющие секции на бегущей волне (рис. 2).

С выхода блока задающего генератора ВЧ-сигнал с частотой 1 428 МГц поступает в каналы возбуждения клистронов. Через управляемый аттенюатор мощность подается на вход блока управления фазой. В задачу данного устройства входит манипуляция фазой ВЧ-сигналов, что необходимо для работы системы умножения мощности, и управление фазой ВЧ-мощности на выходе клистрона. От быстродействия фазовращателей и точности установления фазы зависит энергия пучка, набранная в ускорительной секции. Удвоение частоты сигнала до рабочей частоты форинжектора (2 856 МГц), формирование импульса длиной 5 мкс и повышение уровня мощности до необходимых

для возбуждения клистрона значений происходит в блоке ВЧ-усилителя. С выхода каждого клистрона высокочастотные импульсы поступают на вход систем умножения мощности типа SLED. Данная система позволяет увеличить импульсную мощность и получить требуемые темпы ускорения за счет накопления энергии в ВЧ-резонаторах с последующим ее переизлучением при перевороте фазы подводимого сигнала на 180° [1]. Контроль амплитуды и фазы ВЧ-мощности на входе ускоряющих секций обеспечивает система амплитудно-фазовых измерений. Кроме этого, для проверки работы блока управления фазой в тестовых целях на входе клистрона через направленный ответвитель установлен дополнительный амплитудно-фазовый детектор (АФД). Информация об амплитуде и разности фаз между опорным сигналом и каналом ускоряющей мощности в цифровом виде поступает в компьютер для последующей обработки и визуализации.

Важным параметром работы форинжектора ВЭПП-5 является требование на допустимый энергетический разброс пучка от импульса к импульсу на выходе секции в 1 %. Это ограничение определяет точность, с которой необ-

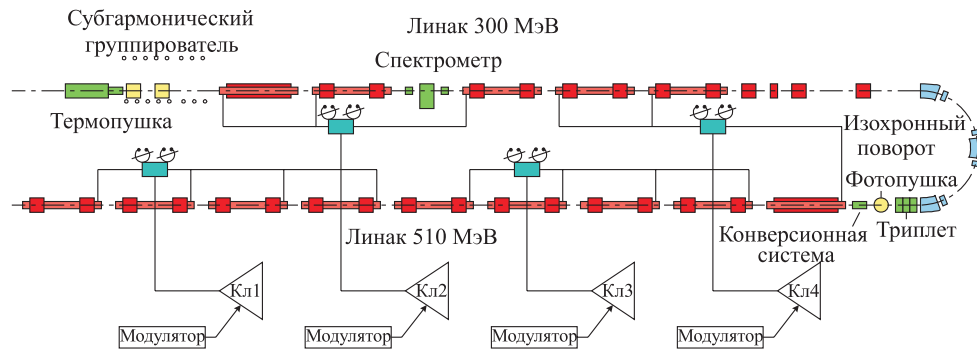


Рис. 1. Общий вид форинжектора

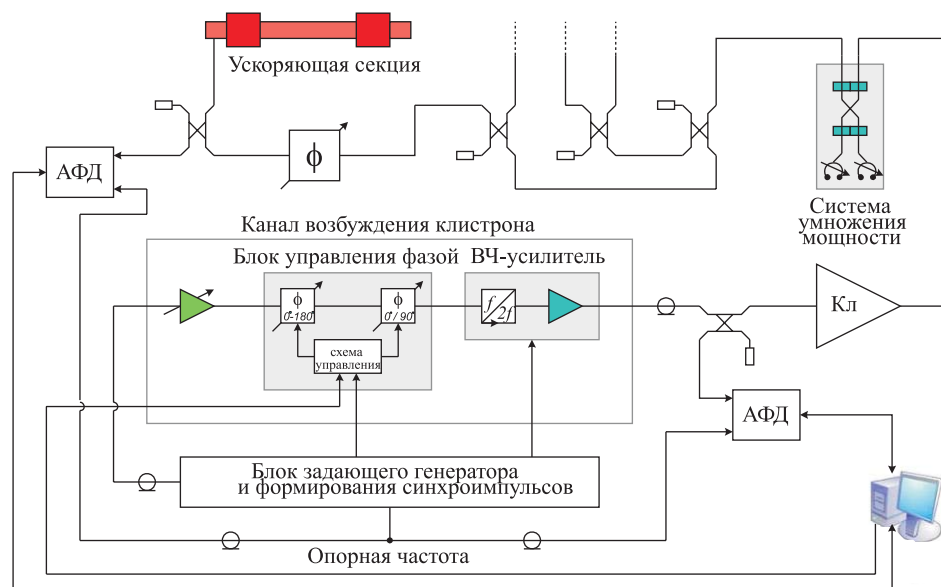


Рис. 2. Структура ускоряющего модуля

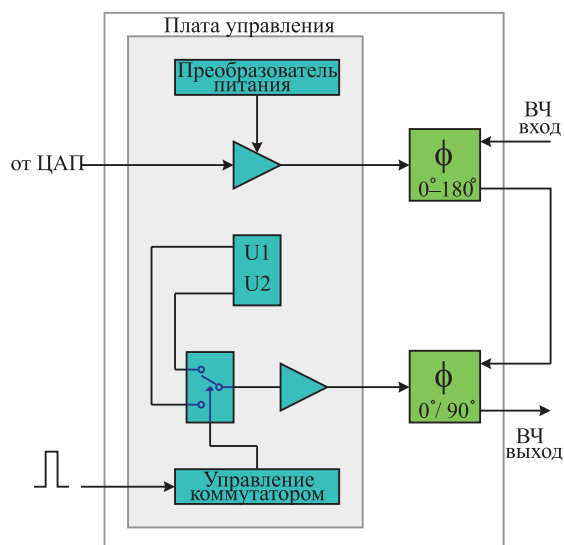


Рис. 3. Блок-схема одного канала блока управления фазой

ходимо контролировать параметры ВЧ-мощности, поступающей на ускоряющие секции. В одночастичном одноволновом приближении энергия, набираемая частицей в ускоряющей секции, описывается соотношением

$$\varepsilon = e \cdot E_0 \cdot \int_0^L \cos\left(\left(\frac{\omega}{c} \cdot \frac{1}{\beta_e} - \beta\right) \cdot z + \varphi_0\right) dz,$$

где $\beta_e = \frac{v_e}{c}$ – относительная скорость частицы; φ_0 – начальная фаза влета частицы в секцию; L – длина ускоряющей секции. Используя это выражение для фазовой протяженности сгустка $2\varphi \approx 20^\circ$ и равенства фазовой скорости гармоники и скорости частиц, можно оценить необходимую точность системы амплитудно-фазового контроля форинжектора ВЭПП-5 в 1 % для амплитуды и 1° для фазы. Полоса измерительного тракта сис-

темы 50 МГц, что позволяет определять параметры ВЧ-сигналов с фронтами 10–20 нс.

Система управления фазой ВЧ-мощности в каналах возбуждения клистронов работает на частоте 1 428 МГц и представляет собой набор двухканальных устройств, выполненных в модуле 2М стандарта КАМАК. Каждый канал (рис. 3) обеспечивает работу одного клистрона и включает в себя:

- двухпозиционный фазовращатель $0/90^\circ$, осуществляющий переворот фазы ВЧ-сигнала, необходимый для работы системы умножения мощности;
- регулируемый аналоговым сигналом в диапазоне $0-180^\circ$ фазовращатель, участвующий в фазовой подстройке ВЧ-мощности для питания ускоряющих секций форинжектора;
- плату управления фазовращателями.

Фазовращатели выполнены по микрополосковой технологии и состоят из трехдцатидельного квадратурного моста, нагруженного симметрично на два варикапных модуля, подключенных к плате управления через высокочастотную развязку. Затухание, вносимое фазовращателями в рабочем режиме, составляет $0,6 \div 0,8$ дБ. Регулируемый фазовращатель управляется напряжением от цифро-аналогового преобразователя с последующим усилением. Схема управления ступенчатым фазовращателем с приходом внешнего синхроимпульса формирует двухуровневый сигнал управления с фронтом менее 20 нс. Аналоговое управление регулирующими фазовращателями системы производится одним 16-канальным блоком ЦАП 16×16 с разрядностью 16 бит, что позволяет с необходимой точностью подстраивать фазу ВЧ.

Система амплитудно-фазовых измерений (рис. 4.) предназначена для прецизионного контроля амплитуды и относительной фазы ВЧ-мощности на частоте 2 856 МГц – основной рабочей частоте форинжектора. В состав системы, также выполненной в конструктиве КАМАК, входят:

- двухканальный блок амплитудно-фазового детектора со схемой управления;
- 16-канальный 16-разрядный ЦАП 16×16 с временем установления 32 мс;
- двухканальный 8-разрядный АЦП с частотой дискретизации 100 МГц на канал;
- двухканальный коммутатор 4 в 1 с полосой пропускания 300 МГц;
- делитель мощности и детектор опорной ВЧ-мощности.

Измеряемый сигнал поступает на сигнальный вход АФД, где разделяется на амплитудный и фазовый каналы. С выхода амплитудного детектора (АД) информация об амплитуде ВЧ-мощности поступает на коммутатор и далее в АЦП. В фазовом канале измеряемый сигнал смешивается с сигналом опорной частоты. Регулируемый фазовращатель на входе канала предназначен для повышения точности фазовых измерений и расширения диапазона измеряемых фаз. Выходной сигнал фазового детектора (ФД) со-

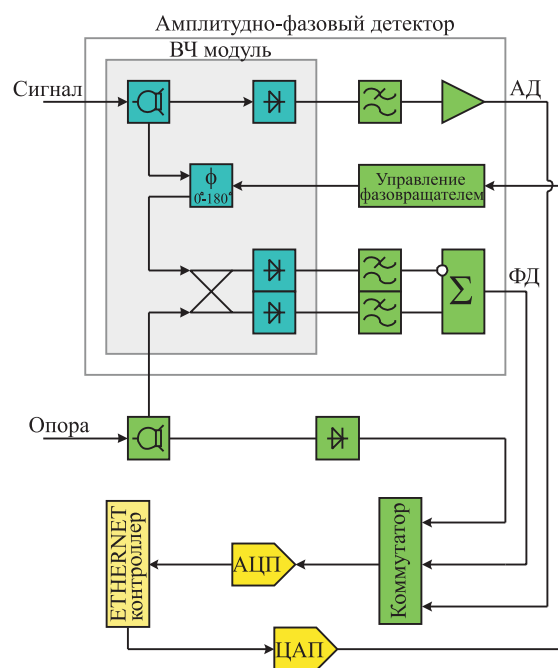


Рис. 4. Блок-схема системы амплитудно-фазовых измерений с одним АФД

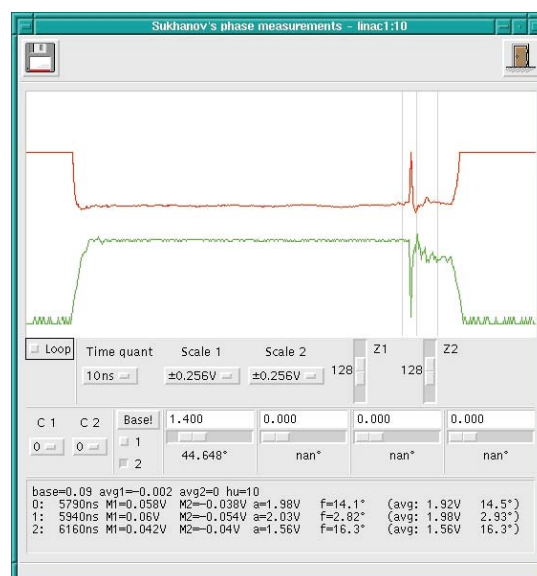


Рис. 5. Амплитуда и фаза ВЧ-мощности на входе клистрона

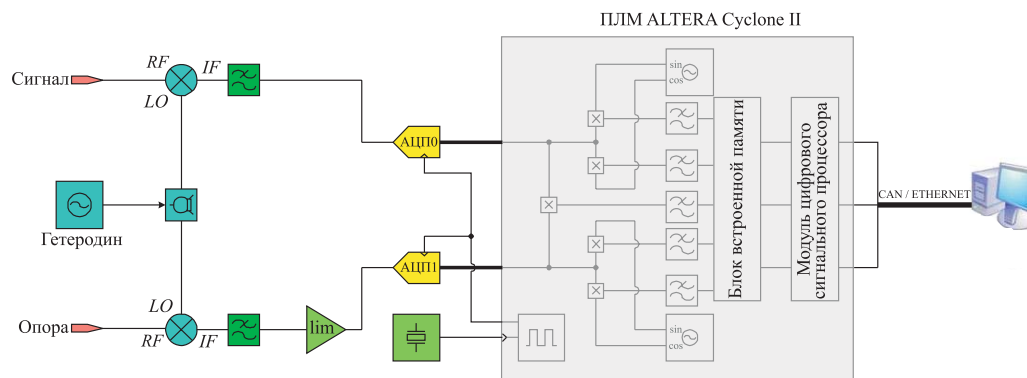


Рис. 6. Блок-схема цифрового АФД

держит информацию о разности фаз между линией опорной частоты и измеряемым ВЧ-импульсом. Для контроля опорной амплитуды используется дополнительный амплитудный детектор. Измеренные данные после оцифровки поступают в персональный компьютер для обработки и визуализации. Передача цифровой информации на комплексе осуществляется посредством протокола Ethernet. Пример визуализации параметров ВЧ-мощности в канале возбуждения одного из клистронов представлен на рис. 5.

В настоящее время система контроля амплитуды и фазы высокочастотных сигналов находится на этапе запуска. С введением в строй все большего числа ускоряющих секций форинжектора возникает потребность в использовании дополнительных узлов системы. На сегодняшний день в полном объеме введена в эксплуатацию система управления фазой – с помощью двух блоков обеспечивается работа четырех клистронов комплекса. Кроме этого успешно прошли испытания амплитудно-фазового детектора: с его помощью проводился мониторинг параметров ВЧ в каналах возбуждения клистронов. Было, однако, выяснено, что в условиях повышающихся требований к точности измерений, настройка и калибровка детектора представляет собой достаточно трудоемкую процедуру. С учетом большого количества таких устройств, необходимых для работы форинжектора, запуск системы амплитудно-фазовых измерений в целом сопряжен с определенными сложностями.

В связи с этим, в рамках усовершенствования системы было решено приступить к разработке новой модели амплитудно-фазового детектора, основным преимуществом которого стала бы гибкость в работе и высокая точность при незначительных затратах

на калибровку. Активное развитие методик обработки данных позволяет реализовать механизм амплитудных и фазовых вычислений на основе цифровых программируемых устройств. Блок-схема амплитудно-фазового детектора с цифровой обработкой данных на базе программируемой логической матрицы (ПЛМ) приведена на рис. 6.

Используемая ПЛМ семейства Cyclone II фирмы «Altera» способна обрабатывать информацию с частотой до 250 МГц и имеет в своем составе 18-разрядные умножители, блоки встроенной памяти, а также ядро цифрового сигнального процессора для реализации сложных алгоритмов [2]. Таким образом, ВЧ-сигналы после аналоговых преобразований с целью понижения частоты, оцифровываются и поступают в ПЛМ, а затем в персональный компьютер для вычислений и визуализации.

На данный момент, разрабатываемый детектор прошел этап моделирования, задачей которого была оценка точности проводимых вычислений. По результатам моделирования выявлен ряд проблем и намечены пути их решения. В дальнейшем планируется сборка и тестирование первых опытных образцов данной модели детектора, а также рассматриваются возможности усовершенствования системы управления фазой.

Список литературы

1. Авилов М. С., Акимов А. В., Антошин А. В. и др. Инжекционный комплекс ВЭПП-5, состояние работ // Тр. XIX российской ускорительной конференции RuPAC 2004. Дубна, 2005. С. 45–47.
2. Cyclone II device handbook. San Jose: Altera Corporation, 2007. 460 p.

И. В. Масалов¹, И. Г. Таранцев^{1,2}

¹ Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: masalov@sl.iae.nsk.su

² Институт автоматики и электрометрии СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 1, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: egor@sl.iae.nsk.su

РАСПРЕДЕЛЕННАЯ СИСТЕМА АВТОМАТИЗАЦИИ УПРАВЛЕНИЯ ПОТОКАМИ МУЛЬТИМЕДИА ДАННЫХ

Данная работа содержит описание прототипа распределенной системы автоматизации управления потоками мультимедиа данных. Рассматриваемый прототип позволяет производить управление несколькими потоками с одного рабочего места оператора. Кроме того, возможно управление одним потоком несколькими операторами. Прототип реализован на базе персонального компьютера и построен в виде системного сервиса и двух загружаемых модулей.

Ключевые слова: распределенная система, автоматизация, мультимедиа, WCF (Windows Communication Foundation).

Введение

В настоящее время широкое распространение получают системы автоматизации управления потоками мультимедиа данных. При этом для систем автоматизации телевидения ключевым фактором является повышение надежности системы в целом. Следует отметить, что использование распределенной системы позволяет добиться значительного увеличения надежности и удобства управления: появляется возможность дублирования серверов, занимающихся воспроизведением; возможность управления несколькими серверами воспроизведения с одного рабочего места оператора и возможность управления одним сервером воспроизведения несколькими операторами. Целью представленной работы являлось построение прототипа распределенной системы автоматизации управления потоками мультимедиа данных.

Из всего многообразия существующих систем автоматизации телевидения можно выделить три основные группы. Первая группа – системы, основанные на управлении через порт RS-232/RS-422. Их основными недостатками являются сложности в администрировании и совмещении устройств от различных производителей. Примером подобных систем являются AutoPlay¹ ком-

пании JCSI и система VSN² компании «Just Edit». Вторая группа – системы типа «канал в коробке». Как понятно из названия, подобные системы представляют собой законченное решение, включающее все необходимые компоненты (место оператора и воспроизводящий сервер) и не позволяющее производство интегрирования с внешними системами управления. Примером может служить система Xstation³ компании «Miranda». Последняя группа включает в себя системы, основанные на управлении через MOS-протокол⁴. Основное ограничение систем, использующих MOS-протокол, заключается в том, что одному воспроизводящему серверу ставится в соответствие один объект, занимающийся воспроизведением. Это приводит к возникновению принципиальных трудностей при необходимости воспроизведения нескольких мультимедиа объектов одним сервером (например, видео

tem Integration», 2007 (<http://www.jcsi.ru/tv/products/jcsi/autoplay/autoplay.htm>).

² Описание программной системы автоматизации вещания VSN (Video Stream Networks) компании «JustEdit, S.L.», 2007 (<http://www.vsn-tv.com/en-up/welcome.htm>).

³ Описание сервера вещания Xstation компании «Miranda Technologies», 2007 (<http://www.miranda.com/product.php?l=1&i=353>).

⁴ Описание протокола MOS (Media Object Server Communications Protocol), MOS Group, 2007 (<http://www.mosprotocol.com>).

¹ Описание программно-аппаратной системы автоматизации вещания AutoPlay компании «JC Sys-

с набором титров и / или логотипов). Примером систем автоматизации телевидения данного типа является комплекс систем автоматизации вещания компании «SGT», отвечающих за управление контентом⁵, процессом вещания⁶ и планированием вещания⁷ [7]. Однако в стандарте MOS-протокола реализовано несколько важных идей построения распределенных систем, поэтому разработка системы базировалась на MOS-протоколе.

Толчком к построению распределенной системы послужила потребность дальнейшего развития системы автоматизации телевидения ФорвардТ [1], разрабатываемой в лаборатории программных систем машинной графики ИАиЭ СО РАН. Система ФорвардТ (рис. 1) состоит из двух частей: клиентского приложения и набора плееров. В настоящее время используется конфигурация, при которой клиентское приложение и набор плееров располагаются на одном персональном компьютере. Тот факт, что взаимодействие между плеером и клиентом основано на использовании технологии DCOM, позволяет разнести компоненты системы на различные персональные компьютеры, однако при этом все равно возникает ряд ограничений, накладываемых ОС Windows и препятствующих нормальной работе системы.

После проведения анализа недостатков системы ФорвардТ было принято решение вынести работу по управлению плеерами и хранению расписания в отдельный модуль [2].

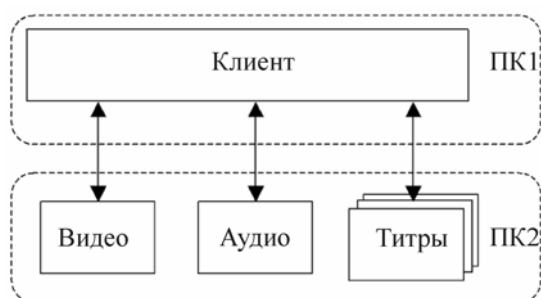


Рис. 1. Архитектура системы ФорвардТ

⁵ Система управления контентом компании «SGT», 2007 (http://www.sgt.fr/solutions_media.php).

⁶ Система управления процессом вещания компании «SGT», 2007 (http://www.sgt.fr/solutions_transmission.php).

⁷ Система управления планированием вещания компании «SGT» (2007, http://www.sgt.fr/solutions_traffic.php).

При этом необходимо было реализовать поддержку взаимодействия локальных и удаленных клиентских приложений с модулем, управляющим плеерами. В процессе выполнения работы была разработана и детализирована архитектура прототипа (рис. 2).

При этом выделяется три основных компонента прототипа: сервер взаимодействия, клиентское приложение и ресурс. Сервер взаимодействия ответственен за передачу сообщений между компонентами прототипа, находящимися как на различных персональных компьютерах, так и на одном. Кроме того, сервер взаимодействия отвечает за авторизацию клиента. К каждому серверу взаимодействия может быть подключено произвольное количество локальных клиентских приложений. В случае, если сервер взаимодействия сконфигурирован на работу с ресурсами, возможно подключение к нему произвольного количества ресурсов.

При выборе способа взаимодействия между компонентами системы был рассмотрен ряд технологий взаимодействия клиент – сервер: DCOM [3], Raw TCP/IP, CORBA [4], RMI (Java) [5], .NET Web Service [6], XML/RPC (SOAP) [7], WCF [8]. Из приведенного списка была выбрана технология WCF, так как в ней уже решены такие важные вопросы, как удаленная авторизация и встроенные средства интеграции с существующими DCOM-компонентами.

Компоненты распределенной системы

Сервер взаимодействия можно разбить на четыре блока:

1. ☒ блок взаимодействия сервера с клиентским приложением (сервер);
2. ☒ блок взаимодействия сервера с ресурсами системы (сервер);
3. ☒ блок приема запросов (сервер);
4. ☒ блок передачи запросов (клиент).

Для обеспечения возможности обращения клиентского приложения к серверу взаимодействия в адресное пространство клиентского приложения загружается специальный  интерфейсный модуль. В адресное пространство ресурса также загружается соответствующий  интерфейсный модуль. Из всех ресурсов выделяется два основных типа: «база данных заданий» и «плеер заданий». Ресурс «база данных заданий» предназначен для хранения заданий и их параметров. Ресурс «плеер» позволяет организовать воспроизведение заданий по расписанию. Для данной цели он

обладает набором плееров, позволяющих воспроизводить определенные задания, и расписанием для каждого из них. Расписание представляет собой набор блоков заданий. Внутри блока задания воспроизводятся последовательно одно за другим. Каждый блок может запускаться одним из трех способов: по команде оператора; по времени; после указанного блока.

Из всех режимов работы прототипа можно выделить следующие основные режимы:

- 1) инициализация сервера взаимодействия;
- 2) соединение сервера с  блоками приема запросов удаленных серверов взаимодействия;
- 3) инициализация  интерфейсного модуля клиентского приложения;
- 4) авторизация клиента;
- 5) отправка запроса от клиентского приложения к ресурсу;
- 6) инициализация  интерфейсного модуля ресурса;
- 7) обработка запроса ресурсом;
- 8) отправка запроса от ресурса к ресурсу.

Инициализация сервера взаимодействия

При инициализации сервера взаимодействия используется два конфигурационных файла. Первый файл включает список сетевых адресов всех серверов взаимодействия, предоставляющих доступ к ресурсам. Этот файл должен дублироваться на все персональные компьютеры, так или иначе пользующиеся услугами распределенной системы. Второй файл может отсутствовать. Он включает список локальных ресурсов, запускаемых при старте сервиса. Сервис везде присутствует в системе в единственном экземпляре, поэтому очень удобно запускать ресурсы именно при старте сервиса.

Инициализация сервиса начинается с разделения списка сетевых адресов на локальные и удаленные адреса, основываясь на IP-адресах локального персонального компьютера. После разделения списка сетевых адресов (при условии, что сервер взаимодействия предоставляет доступ к ресурсам) происходит инициализация  блока взаимодействия с ресурсами и  блока приема запросов. Инициализация  блока взаимодействия с ресурсами состоит из запуска сервиса взаимодействия с ресурсами и активации указанных ресурсов.

В отличие от предыдущих двух блоков инициализация  блока передачи запро-

сов и  блока взаимодействия с клиентами происходит всегда. При инициализации  блока передачи производится инициализация объектов соединения для каждого из удаленных серверов взаимодействия и запуск потока восстановления соединений. При этом каждый из объектов соединения создает отдельный поток, осуществляющий отправку сообщений из очереди для соответствующего удаленного сервера взаимодействия и проверку соединения при пустой очереди. Последним этапом является инициализация  блока взаимодействия с клиентами, состоящая в запуске сервиса взаимодействия с клиентскими приложениями.

Соединение с блоками приема запросов удаленных серверов взаимодействия

При соединении с удаленными серверами взаимодействия используется список удаленных сетевых адресов. При успешном соединении посылается запрос имени и идентификатора сервера взаимодействия. В том случае, если соединение с сервером взаимодействия, обладающим полученным идентификатором, не установлено, посылается запрос на регистрацию. При получении запроса данного типа удаленный сервер взаимодействия создает уникальный идентификатор соединения и возвращает его.

Если же соединение с удаленным сервером взаимодействия, обладающим полученным идентификатором, уже было установлено, но помечено как неработоспособное, то также посылается запрос на регистрацию. Однако в этом случае в запросе передается

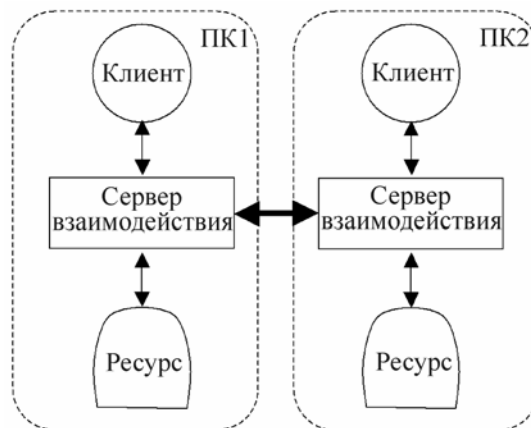


Рис. 2. Архитектура прототипа

идентификатор предыдущего соединения. При этом удаленный сервер взаимодействия изначально производит поиск объекта, описывающего соединение с полученным идентификатором. В случае успешного поиска производится обновление параметров соединения, в противном случае порядок действий совпадает с порядком действий при установке нового соединения.

При завершении работы сервера взаимодействия производится нотификация всех зарегистрированных удаленных серверов взаимодействия.

Инициализация интерфейсного модуля клиентского приложения

После запуска клиентского приложения происходит инициализация  интерфейсного модуля, первым шагом которой является соединение с локальным сервером взаимодействия. При успешном соединении  интерфейсный модуль посылает запрос на регистрацию. Получая запрос на регистрацию клиентского приложения, локальный сервер взаимодействия создает уникальный идентификатор клиента и на его основе объект, описывающий регистрируемое клиентское приложение. Идентификатор клиента используется для разделения запросов от различных клиентских приложений, а также для определения, какому клиентскому приложению следует передать результат запроса. По завершении регистрации  интерфейсному модулю возвращается идентификатор клиента. После этого  интерфейсный модуль посылает запрос на открытие сессии на каждом из доступных серверов взаимодействия.

Авторизация клиента

Для определения прав клиентского приложения на исполнение какой-либо операции с ресурсом необходимо реализовать механизм авторизации клиента у конкретного ресурса. Для этой цели вводится понятие сессии. Каждое клиентское приложение перед отправкой запросов ресурсу должно пройти операцию открытия сессии на сервере взаимодействия, на котором находится данный ресурс. Результатом данной операции является объект сессии, обладающий уникальным идентификатором сессии и списком идентификаторов безопасности⁸.

В дальнейшем каждый запрос сопровождается идентификатором сессии. Идентификатор сессии является временным, и при повторном открытии создается новый идентификатор. Отличительной чертой отправляемых при исполнении данной операции запросов является использование возможности делегирования контекста пользователя. Данная возможность предоставляется технологией WCF и позволяет производить исполнение запроса в контексте пользователя, отправившего запрос.

При установке сессии на локальном сервере взаимодействия производится получение списка идентификаторов безопасности и сохраняется соответствие «идентификатор клиента – список идентификаторов безопасности».

Отправка запроса от клиентского приложения ресурсу

После инициализации  интерфейсного модуля пользователь может отправить запрос выбранным ресурсам на выполнение одной из требуемых операций. Для этого клиентское приложение передает набор идентификаторов серверов взаимодействия и идентификаторов ресурсов с параметрами запроса  интерфейсному модулю. При этом выделяется специальное значение идентификатора – «любой». В случае, если идентификатор ресурса принимает это значение, запрос посылается всем ресурсам указанного сервера взаимодействия. Если же идентификатор сервера взаимодействия и идентификатор ресурса принимают значение «любой», запрос посылается всем ресурсам всех серверов. Отправка запроса конкретному ресурсу для всех серверов невозможна. Кроме того, клиентское приложение при передаче запроса  интерфейсному модулю указывает тип запроса: синхронный или асинхронный. При отправке синхронного запроса возврат из функции осуществляется только после получения  интерфейсным модулем ответов от всех ресурсов, которым отправлялся запрос, или по истечении заданного интервала времени. При отправке асинхронного запроса возврат из функции осуществляется сразу после передачи запроса  интерфейсным модулем

⁸ Идентификатор безопасности (Security Identifier, SID) – уникальный идентификатор, используемый ОС Windows для авторизации пользователя или группы.

Информация об идентификаторах безопасности общедоступна и обладание ей не предоставляет возможности выполнения действий с правами, предоставляемыми данным идентификатором.

✉ блоку взаимодействия с клиентами локального сервера взаимодействия. В данном случае клиентское приложение также передает  интерфейсному модулю объект обратного вызова. При получении ответа от каждого из запрашиваемых ресурсов  интерфейсный модуль вызывает полученный от клиентского приложения объект. Кроме того, данный объект используется для сигнализации получения ответов от всех ресурсов, а также для сигнализации истечения времени ожидания ответов.

Получая запрос от клиентского приложения,  интерфейсный модуль создает новый объект, описывающий запрос, с уникальным идентификатором и добавляет его в список отправленных запросов. В качестве идентификатора запроса используется его последовательный номер. При асинхронном запросе данный идентификатор возвращается функцией отправки запроса, а также указывается при передаче ответа запроса  интерфейсным модулем клиентскому приложению. Это позволяет клиентскому приложению произвести разделение полученных результатов на разные запросы. Следующим шагом является преобразование запроса в XML-формат и передача его локальному серверу взаимодействия. В случае, если запрос направлен локальному ресурсу, происходит добавление запроса в очередь для соответствующего ресурса. В противном случае запрос добавляется в очередь на отправку удаленному серверу взаимодействия. После того, как запрос передается удаленному серверу взаимодействия, происходит добавление данного запроса в очередь для соответствующего ресурса. В итоге запрос вместе с набором идентификаторов безопасности, определенных по идентификатору сессии, передается ресурсу. Ресурс распаковывает запрос из XML-формата и по полученному списку идентификаторов безопасности определяет возможность выполнения запроса. После выполнения запроса ресурс передает результат по цепочке  интерфейсному модулю клиентского приложения. При получении ответа  интерфейсный модуль производит поиск объекта запроса по идентификатору запроса. При этом производится проверка на то, что данный запрос был отправлен указанному ресурсу. Дальнейшая последовательность действий зависит от типа запроса. В случае, если объект запроса содержит флаг синхронности, у найденного объекта выставляется информация о полу-

ченном ответе. При получении ответов от всех ресурсов или по истечении времени ожидания объект запроса удаляется из списка отправленных запросов. После этого происходит возврат из функции запроса. Если же объект запроса содержит флаг асинхронности, то ресурс, от которого был получен ответ, удаляется из списка ресурсов у объекта запроса. После этого ответ передается клиентскому приложению. При удалении всех ресурсов из списка посылается нотификация клиентскому приложению. По истечении времени ожидания объект запроса удаляется из списка отправленных запросов и посылается нотификация клиенту с указанием ресурсов, ответ от которых не был получен. При получении ответа на запрос, который не содержится в списке (был удален или такого запроса отправлено не было), или при отсутствии ресурса, от которого был получен ответ, в списке объекта запроса ответ игнорируется.

Инициализация интерфейсного модуля ресурса

Первым этапом инициализации  интерфейсного модуля ресурса является считывание конфигурационного файла конкретного ресурса. Следующим этапом инициализации является соединение с локальным сервером взаимодействия. После успешного соединения производится регистрация ресурса. При этом  интерфейсный модуль посылает запрос на регистрацию, указывая идентификатор ресурса. Сервер взаимодействия, получая запрос на регистрацию, проверяет уникальность идентификатора и добавляет ресурс в список зарегистрированных ресурсов. При завершении работы ресурса  интерфейсный модуль сообщает об этом локальному серверу взаимодействия.

Отправка и обработка запросов ресурсом

 Интерфейсные модули для ресурса типа «база данных заданий» и ресурса типа «плеер» предоставляют несколько разную функциональность. В случае ресурса типа «база данных заданий» предоставляются только функции возврата результата запроса. В то же время для ресурса типа «плеер» предоставляется набор функций для отправки запроса в «базу данных заданий» на получение информации о заданиях. Посылка запроса от ресурса «плеер» к ресурсу «база

данных заданий» производится практически так же, как и посылка запроса клиентским приложением. Отличие состоит в том, что запрос передается со специальным идентификатором сессии. В этом случае ресурсу передается пустой список идентификаторов безопасности.

При получении запроса  интерфейсный модуль первым шагом производит проверку прав на исполнение запрошенной операции. При этом операция разрешается в случае, если хотя бы один из полученных идентификаторов безопасности содержится в списке идентификаторов безопасности, полученных из конфигурационного файла, и набор прав для данного идентификатора позволяет выполнение запрошенной операции. В случае успешной проверки прав запрос передается ресурсу, который производит обработку запроса и выдает результат. Однако такой алгоритм не подходит для проверки прав при запросе от другого ресурса, так как обычно ресурс запускается системным пользователем и использование его идентификаторов безопасности лишено особого смысла. Поэтому при получении пустого списка идентификаторов безопасности  интерфейсный модуль предоставляет права на получение конкретной информации о задании по указанному идентификатору. Использование в качестве идентификатора задания значения типа `guid`⁹ позволяет предотвратить получение информации обо всех доступных заданиях «недобросовестным» клиентским приложением путем перебора идентификаторов заданий за разумное время. Под «недобросовестным» клиентским приложением в данном случае понимается клиентское приложение, передающее в запросе специальный идентификатор сессии.

Заключение

Прототип описываемой системы построен на базе технологии WCF в виде системного сервиса и двух загружаемых модулей. Для проверки работоспособности прототипа были разработаны тестовые сегменты клиентского приложения и два тестовых ресур-

са: один типа «плеер» и один типа «база данных». С помощью разработанных компонентов протестированы все основные сценарии взаимодействия компонент системы, а также произведено измерение среднего времени выполнения каждого из сценариев. Результаты тестирования подтвердили применимость описанного способа построения распределенной системы автоматизации управления потоками мультимедиа данных. В дальнейшем планируется провести комплексную оптимизацию системы с учетом особенностей технологии WCF.

Список литературы

1. Арсенин И. М., Морозов Б. Б., Токарев А. С., Шадрин М. Ю. «Форвард» – многофункциональный программно-аппаратный комплекс для видеопроизводства на базе персонального компьютера // Материалы 4-ой Всероссийской конференции РОАИ-4 98. Новосибирск, 1998.
2. Масалов И. В. Построение распределенной системы автоматизированного воспроизведения разнородных мультимедиа данных // Материалы XLV международной научной студенческой конференции «Студент и научно-технический прогресс», секция «Физика». Новосибирск, 2007.
3. Модель COM и применение ATL 3.0, Э. Трельсен, БХВ-Петербург, Санкт-Петербург, 2001.
4. *Advanced CORBA Programming with C++*, Michi Henning, Steve Vinoski, Addison Wesley, 1999.
5. *Java RMI*, William Grosso, O'Reilly, 2001.
6. *Programming .NET Web Services*, Alex Ferrara, Matthew MacDonald, O'Reilly, 2002.
7. *Programming Web Services with XML-RPC*, Simon St. Laurent, Edd Dumbill, Joe Johnston, O'Reilly, 2001.
8. *Programming WCF Services*, Juval Lowy, O'Reilly, 2007.

Материал поступил в редколлегию 05.06.2007

⁹ Globally unique identifier – 128-битный идентификатор с гарантированной уникальностью, генерируемый стандартными средствами ОС Windows.

Журнал «Вестник НГУ», серия «Физика», публикует обзорные, оригинальные и дискуссионные статьи, посвященные научным исследованиям и методике преподавания физики в различных разделах науки, соответствующих направлениям подготовки на кафедрах физического факультета НГУ. Журнал издается на русском языке.

1. Очередность публикации статей определяется их готовностью к печати. Статьи, оформленные без соблюдения правил, к рассмотрению не принимаются.

Вне очереди печатаются краткие сообщения (не более четырех журнальных страниц), требующие срочной публикации и содержащие принципиально новые результаты научных исследований, проводимых в рамках тематики журнала.

Рекламные материалы публикуются при наличии гарантии оплаты, устанавливаемой по соглашению сторон.

2. В журнале печатаются результаты, ранее не опубликованные и не предназначенные к одновременной публикации в других изданиях. Публикация не должна нарушить авторского права других лиц или организаций.

Направляя свою рукопись в редакцию, авторы автоматически передают учредителям и редколлегии права на издание данной статьи на русском языке и на ее распространение в России и за рубежом. При этом за авторами сохраняются все права как собственников данной рукописи. В частности, согласно международным соглашениям о передаче авторских прав за авторами остается право копировать опубликованную статью или ее часть для их собственного использования и распространения внутри учреждений, сотрудниками которых они являются. Копии, сделанные с соблюдением этих условий, должны сохранять знак авторского права, который появился в оригинальной опубликованной работе. Кроме того, авторы имеют право повторно использовать весь этот материал целиком или частично в компиляциях своих собственных работ или в учебниках, авторами которых они являются. В этих случаях достаточно включить полную ссылку на первоначально опубликованную статью.

3. К статье прилагаются письмо от учреждения, в котором выполнена работа, и экспертное заключение о возможности ее опубликования в открытой печати. Если коллектив

авторов включает сотрудников различных учреждений, необходимо представить направления от всех учреждений.

Сообщения, основанные на работах, выполненных в учреждении (учреждениях), должны содержать точное название и адрес учреждения (учреждений), публикуемые в статье.

Статья обязательно должна быть подписана автором, а при наличии нескольких авторов – всеми соавторами. На отдельном листе указываются следующие сведения об авторах: фамилия, имя, отчество, ученые степень и звание, место работы, служебный и домашний адреса и телефоны, адрес электронной почты (для оперативной связи).

4. После подготовки статьи к печати редакция выставляет электронную версию статьи на сайте физического факультета НГУ (<http://www.phys.nsu.ru>) и извещает об этом автора с просьбой срочно сообщить в редакцию электронной почтой о замеченных опечатках для внесения исправлений в печатный текст.

5. Авторам предлагается посылать свои сообщения в наиболее сжатой форме, совместимой с ясностью изложения, в совершенно обработанном и окончательном виде, предпочтительно без формул и выкладок промежуточного характера и громоздких математических выражений. Не следует повторять в подписях к рисункам пояснений, уже содержащихся в тексте статьи, а также представлять одни и те же результаты и в виде таблиц, и в виде графиков. Рукопись статьи, объем которой должен быть логически оправданным, печатается на принтере на одной стороне стандартного (формат A4) листа белой бумаги. Рекомендуется не превышать объем присылаемых материалов: для обзорных статей – 30 страниц, оригинальных материалов – 15, кратких сообщений – 6. Все материалы рукописи статьи представляются в редакцию в двух экземплярах. К рукописи обязательно прилагается электронная версия статьи (как правило, в форматах MS WORD – *.doc или *.rtf) на дискете, лазерном диске, или пересылается в редакцию электронной почтой. При этом тексты рукописи в бумажной и электронной версиях должны быть идентичными. Допускается предоставление электронных копий рукописей в формате LATEX (соответствующий образец (template) вскоре будет помещен на сайте журнала). В этом случае рукопись

будет преобразована редакцией в формат MS WORD, что может привести к увеличению времени обработки рукописи. Сокращений слов, кроме стандартных, применять нельзя. Все страницы рукописи должны быть пронумерованы. При отправке файлов по электронной почте просим придерживаться следующих правил:

- указывать в поле subject (тема) название, номер журнала и фамилию автора;
- использовать attach (присоединение);
- в случае больших объемов информации возможно использование общеизвестных архиваторов (ARJ, ZIP, RAR);
- в состав электронной версии статьи должны входить: файл, содержащий текст статьи, и файл(ы), содержащий(е) иллюстрации.

Автор вставляет рисунки и таблицы в текст статьи так, как считает нужным. Кроме того, к экземплярам бумажного варианта статьи прилагаются таблицы, рисунки и подписи к ним на отдельных страницах. Электронная версия состоит из файла с текстом статьи и отдельных файлов с рисунками.

6. В начале статьи должны быть указаны индекс УДК, инициалы и фамилии авторов, название учреждений, в которых выполнена работа, и их почтовый адрес, название статьи, аннотация, содержащая основные результаты и выводы работы.

7. Параметры страницы: формат – А4; ориентация – книжная; поля (см): внутри – 2,8; снаружи – 2,7; сверху – 2,5; снизу – 2,3; от края до нижнего колонтитула – 1,3.

8. Основной текст: стиль – «Обычный»: гарнитура (шрифт) Times New Roman (Сур), кегль (размер) 12 пунктов, абзацный отступ 0,5 см, через 1,5 интервала, выравнивание – по ширине.

В тексте статьи следует избегать аббревиатур, даже таких общепринятых, как ЭДС, ВТСП и т. п. Использование аббревиатур и простых химических формул в заголовках статей совершенно недопустимо. Следует писать: высокотемпературная сверхпроводимость, кремний, арсенид галлия и т. п., давая при необходимости соответствующую химическую формулу в тексте. Исключение могут составлять формулы сложных химических соединений. Каждое первое употребление аббревиатуры в тексте должно быть четко пояснено.

Не следует:

- производить табуляцию;
- разделять абзацы пустой строкой;

– использовать макросы, сохранять текст в виде шаблона и с установкой «только для чтения»;

– расставлять принудительные переносы.

9. Таблицы должны быть напечатаны на отдельных страницах и иметь заголовки. В таблицах обязательно указываются единицы измерения величин.

10. Рисунки, число которых должно быть логически оправданным, четко выполняются на качественном принтере. К бумажному варианту статьи должны прилагаться рисунки на отдельных листах. На обороте каждого рисунка указываются его порядковый номер, фамилии авторов и название статьи. Подписи к рисункам оформляются также на отдельной странице. Следует использовать минимальное количество рисунков с ограниченным количеством деталей. Размер рисунка не должен быть больше обычной страницы (А4).

Фотоиллюстрации (после сканирования или с цифрового фотоаппарата) представляются в формате TIFF с разрешением не менее 300 dpi.

Векторные изображения (схемы, диаграммы, рисунки) создаются, как правило, в формате CorelDraw версий 6 ÷ 12 (*.CDR) или Adobe Illustrator версий 7 ÷ 8 (*.AI) (текст не переводить в кривые), размер изображения по ширине до 8 см (если изображение получается мелким и неудобочитаемым – ширина 15,5 см, изображение поместить на всю ширину страницы). Толщина линий не должна быть менее 0,2 мм.

Растровые (полутонные) изображения – форматы TIFF или GIF для черно-белых и серых (фото) изображений, JPEG для полноцветных изображений. Разрешение – не менее 300 dpi. Если на изображениях имеется текст или резкие границы между цветами, предпочтительнее использовать формат TIFF. При подготовке рисунка в Photoshop просим Вас **оставить текст, накладываемый на изображение, в отдельном слое**.

Просим Вас **не изменять исходный электронный формат** создаваемого Вами графического объекта.

Файлы изображений при компоновке статьи должны находиться в том же каталоге, что и основной документ и иметь имена, соответствующие номерам рисунков в статье (например, 09.tif или 22a.jpg).

11. Подписи к рисункам в электронной версии статьи выполняются под рисунками,

форматирование по центру, отступ до и после абзаца – 3 пункта, точка в конце не ставится.

Если имеется несколько рисунков, объединенных одной подписью, они обозначаются русскими буквами а, б, в и т. д.

Просим Вас не включать подписуючую подпись в поле графического объекта.

12. Формулы набираются в редакторе формул Microsoft Equation Math Type в подбор к тексту или отдельной строкой по центру, 11 кеглем. Латинские символы набираются курсивом, греческие – прямым шрифтом.

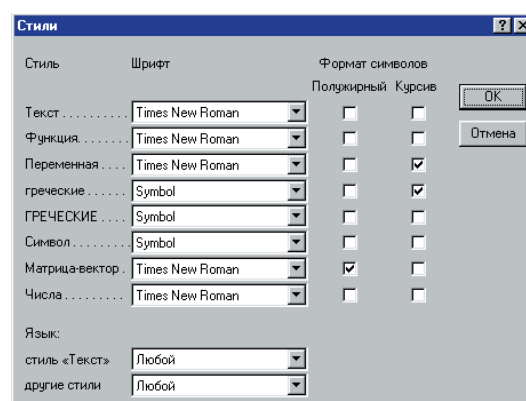
Нумерация формул сквозная, в круглых скобках, прижатых к правому краю. Нумеровать следует только те формулы, на которые есть ссылки в тексте.

13. Библиографические ссылки. В тексте в квадратных скобках арабскими цифрами указывается порядковый номер научного труда в библиографическом списке, например: [2; 3], [4–6] и т. д. В конце статьи помещается список литературы в порядке упоминания в статье. Ссылки на российские издания приводятся на русском языке вне зависимости от наличия их перевода на иностранный язык. Библиографическое описание публикации включает: фамилию и инициалы автора, полное название работы, а также издания, в котором опубликована (для статей), город, название издательства или издающей организации, год издания, том (для многотомных изданий), номер, выпуск (для периодических изданий), объем публикации (количество страниц – для монографии, первая и последняя страницы – для статьи).

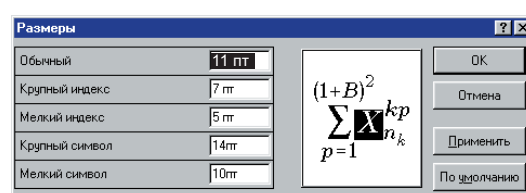
Описание статей, опубликованных в периодической печати (журналы, сборники, бюллетени и др.) оформляется следующим образом (для русского и английского текста).

Принятые сокращения городов: Москва – М.; Санкт-Петербург – СПб.; Петербург (до 1914 г.) – Пб.; Ленинград – Л.; Ростов-на-Дону – Ростов н/Д.; Нижний Новгород – Н. Новгород. Все остальные названия городов на территории бывшего Советского Союза пишутся полностью. Издательские фирмы, имеющие дочерние предприятия в других городах, при описании отделяются друг от друга точкой с запятой. Например: М.; Л. или Самара; Саратов и т. д. При написании издательств кавычки не употребляются, сокращаются названия бывших издательств, современные пишутся полностью. Перед названием отделения или филиала (после названия издательства) – точка. Например: Л.: Просвещение. Ленингр.

Example Equation



а



б

Рис. 1. Настройки редактора формул

отд-ние, 1991. При ссылке на книгу, монографию, справочник приводится общее количество страниц; при ссылке на статьи, разделы изданий – интервал номеров страниц.

14. Примеры библиографических описаний:

Одного, двух или трех авторов

Захарьевский А. Н. Интерферометры. М.: ГИОП, 1952. 296 с.

Павельев А. В. Селекция мод лазерного излучения // Методы компьютерной оптики / Под ред. В. А. Сойфера. М.: Физматлит, 2000. Гл. 6.

Raymond N. Smart Zone Plate Interferometer // Applied Optics. 1974. Vol. 13. No. 5. P. 1093–1099.

Брагинский А. В., Степанов А. И. Статистическая физика макромолекул // Тр. ФТИАН. Проблемы микроэлектронной технологии. М.: Наука, 1994. Т. 8. С. 333–342.

Коробейщиков Н. Г., Зарвин А. Е., Мадирбаев В. Ж. Газодинамика импульсных сверхзвуковых недорасширенных струй: пространственно-временные характеристики // ЖТФ. 2004. Т. 74, вып. 8. С. 21–29.

Четырех и более авторов

Korobeishchikov N. G., Zarvin A. E., Madirbaev V. Zh. et al. Condensation of argon, mono-

silane and their mixtures in a pulse free jet // Plasma Chemistry and Plasma Processing. 2005. Vol. 25. No. 4. P. 319–349.

15. В конце статьи авторы могут поместить список использованных обозначений и сокращений.

16. Возвращение рукописи на доработку не означает, что статья уже принята к печати. Доработанный вариант необходимо прислать в редакцию вместе с ее начальной версией,

рецензией и ответом на замечания рецензента не позднее двух месяцев со дня его отсылки. В противном случае первоначальная дата поступления статьи при публикации не указывается.

17. Решение редакционной коллегии о принятии статьи к печати или ее отклонении сообщается авторам.

18. После выхода журнала авторам бесплатно высылаются пять оттисков их статьи.

Адрес редакции:

Физический факультет НГУ (к. 420 главного корпуса), редакция журнала «Вестник НГУ». Серия: Физика, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия.

Электронный адрес: physics@vestnik.nsu.ru и zarvin@phys.nsu.ru